

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ VII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА—1951

Ответственный редактор

академик Г. А. Шайн

Заместитель редактора

В. Ф. Газе



ДЕКРЕМЕНТ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ
В СПЕКТРЕ ФЛОККУЛОВ

Э. Р. Мустель

Настоящая работа, имеющая предварительный характер, посвящена изучению вопроса о декременте бальмеровской серии в спектрах флоккулов. В первой части излагаются результаты наблюдений, которые были проведены на спектрогелиографе Обсерватории, сконструированном Северным и Мониным [1]. Спектрогелиограммы получались в лучах H_{α} , H_{β} и К. Вначале обсуждается вопрос о том, как из спектрогелиографических снимков получать отношение энергий $\Delta E_{H_{\alpha}}$ и $\Delta E_{H_{\beta}}$ излучаемых флоккулом. В частности, особо обсужден вопрос о том, как учитывать понижение интенсивности *факельного* излучения под флоккулами. В связи с этим выяснено, что достаточно надежно мы можем оценивать лишь *минимальное* значение для указанного отношения [равенство (9)]. Последнее было определено для трех флоккулов в нескольких точках. Результаты измерений, обработанных по формуле (9), приведены в табл. 1. Эта таблица показывает, что в ряде случаев декремент $A_{\alpha,\beta}$ может *превышать* декремент в планетарных туманностях. Указаны также случаи, когда флоккулы обнаруживают еще больший декремент. Это, в частности, яркие флоккулы в H_{α} с *отсутствием* излучения в H_{β} .

Во второй части работы обсуждена теория бальмеровского декремента во флоккулах. Для этого написаны уравнения стационарности [уравнения (10) — (12)] и проведен их анализ. При этом учтено поле солнечного излучения во флоккулах, для чего вычислены вероятности соответствующих переходов (табл. 2 и 3). Рассмотрены отдельно возбуждающие столкновения электронами и рекомбинационные процессы. В обоих случаях получен *минимальный* декремент. Соответствующие результаты приведены в табл. 6. Они показывают, что и с точки зрения теории мы можем ожидать во флоккулах очень большого декремента. В конце статьи дано краткое физическое истолкование полученных результатов. Показано, что наблюдающийся часто большой декремент бальмеровской серии во флоккулах связан с наличием поля солнечного излучения.

1. Вопрос о физической природе солнечных флоккулов представляется весьма важным по ряду причин. Главнейшие из них таковы:

а) Солнечные флоккулы являются существеннейшим поставщиком солнечного ультрафиолетового излучения, в основном в линиях лаймановской серии и, возможно, за пределом этой серии.

б) Исследование вопросов, связанных с различными механизмами истечения корпускул из активных областей солнечной поверхности, не может проводиться без знания тех физических условий, которые господствуют в солнечных флоккулах (ионизирующее действие флоккулярного излучения и т. д.).

в) Физика флоккулярных областей является одним из существеннейших звеньев общей проблемы физики активных мест солнечной поверхности.

Одним из наиболее важных вопросов физики флоккулов является вопрос о свечении водорода. Этот вопрос особенно важен потому, что, как только что указывалось, линии L_{α} , L_{β} ... лаймановской серии могут быть источником весьма интенсивного ультрафиолетового солнечного излучения. Для того чтобы подсчитать это излучение, нам необходимо знание распределения излучающих водородных атомов по *квантовым состояниям*. Решение этой последней задачи должно основываться на наблюдениях. В связи с этим следует указать, что наиболее непосредственной характеристикой распределения атомов по состояниям является *декремент излучения* в какой-либо серии. Поэтому сравнение теоретического и наблюдаемого декремента в линиях бальмеровской серии должно явиться исходным пунктом при решении указанной задачи. Этому вопросу и посвящено настоящее, по своему характеру *самое предварительное*, исследование. Необходимость постановки данной задачи подчеркивается также и тем, что вопросом о декременте бальмеровской серии во флоккулах никто до сих пор не занимался.

Мы начнем с наблюдательной стороны проблемы, причем ограничимся первыми двумя линиями бальмеровской серии, H_{α} и H_{β} . Излучение в H_{γ} во флоккулах наблюдается редко, и в тех случаях, когда оно видно, оно крайне слабо, так что его можно спутать со светлыми ядрами обычной мелкозернистой структуры флоккулов.

Изучение бальмеровского декремента можно вести двумя путями: 1) фотографируя спектр флоккула; 2) фотографируя спектрогелиограммы в свете H_{α} и H_{β} . Однако к первому способу должны быть предъявлены следующие не всегда выполнимые требования, а именно: для того чтобы быть уверенным, что излучение в H_{α} и H_{β} соответствует *в точности* одному и тому же месту флоккула, необходимо *одновременное* получение соответствующих участков спектра (при H_{α} и H_{β}) и притом по возможности с одной и той же оптикой *. Это требование при работе с достаточно большой дисперсией не всегда выполнимо. Если же попытаться снимать спектры флоккула поочередно, т. е. сначала в H_{α} , а затем в H_{β} , то следует быть уверенным, что на щель спектрографа попадет в точности одно и то же место флоккула. Однако этого при не особенно больших размерах солнечного диска и отсутствии прецизионных установочных и гидировочных приспособлений добиться весьма трудно. В связи с указанными трудностями было решено провести изучение бальмеров-

* Для того, чтобы искажающие инструментальные факторы (рассеяние света в спектрографе и т. д.) были одинаковы.

ского декремента при помощи *спектрогелиографа*, спроектированного Северным и Мониным [1] и изготовленного в механических мастерских Крымской астрофизической обсерватории. Спектрогелиограммы в лучах линий H_α , H_β и К снимались на пластинках Agfa spektral rot rapid. Систематическое получение спектрогелиограмм было начато 14 августа 1950 г. Ширина первой щели спектрогелиографа составляла 0.025 мм, о ширине второй щели будет сказано немного позже.

Основной нашей задачей, как указывалось выше, являлось изучение отношения энергии ΔE_{H_α} , излученной флоккулом в H_α , к энергии ΔE_{H_β} , излученной им же в H_β . Это отношение мы обозначим через $A_{\alpha,\beta}$:

$$A_{\alpha,\beta} = \frac{\Delta E_{H_\alpha}}{\Delta E_{H_\beta}}. \quad (1)$$

В первую очередь нам надлежит определить, что мы понимаем под величинами ΔE_{H_α} , ΔE_{H_β} и как из наблюдений можно определить их отношение, т. е. величину $A_{\alpha,\beta}$.

Мы будем исходить из общепринятого представления, что флоккулы являются внешними, более нагретыми слоями солнечных *факелов* (см. [2]): а именно: они располагаются в основном в более низких слоях солнечной хромосферы над факельными площадками и, возможно, в самых внешних частях «обращающего слоя» этих площадок. Таким образом, следует считать, что флоккулярное излучение в H_α и H_β накладывается не на обычный контур фотосферных линий поглощений H_α и H_β , а на контур линий поглощения, образованных *факелами*. Это, естественно, сильно усложняет задачу.

Все имеющиеся наблюдательные данные свидетельствуют о том, что центральные части контура линий поглощения балмеровской серии имеют *меньшую* остаточную интенсивность в факелах, чем в прилежащих к ним частях невозмущенной фотосферы. Это следует, в частности, из того, что в линии H_δ , где флоккулярное излучение пренебрежимо мало, факельные площадки являются обычно немного более *темными*, чем окружающие их места невозмущенной фотосферы. Это, без сомнения, связано с тем, что вследствие *повышенной* температуры возбуждения в факелах число «действующих» поглощающих водородных атомов *во втором* квантовом состоянии больше для факелов, чем для прилежащей фотосферы. Этот же самый эффект относительно пониженной интенсивности факельных площадок наблюдается не только в линии H_δ , но часто и в линиях H_β и H_γ *. На наших спектрогелиограммах он ясно выражен для флоккула, снятого в H_β 14 VIII 1950 г. Следует вместе с тем отметить, что, как правило, рассматриваемое понижение интенсивности весьма невелико и часто просто отсутствует. Так, интенсивность указанной площадки в H_β от 14 VIII 1950 г. была меньше интенсивности окру-

* Обычно эти ослабленные площадки в H_β , H_γ , H_δ совпадают по своим очертаниям с флоккулярными площадками в линиях К и Н ионизованного кальция.

жающих мест фотосферы всего на несколько процентов; это для дальнейшего весьма существенно.

Вряд ли можно сомневаться в том, что пониженная центральная остаточная интенсивность в факельных контурах должна иметь место и для линии H_α , ибо линия H_α , так же как линии $H_{\beta,\gamma,\delta}$, начинается со второго квантового уровня. Отсутствие факельных площадок в H_α с пониженной интенсивностью является, без сомнения, результатом наложения на чисто факельный контур линии поглощения H_α *флоккулярного излучения*, которое для этой линии *гораздо сильнее*, чем для линий $H_\beta, H_\gamma, H_\delta$.

Общее сходство между темными, ослабленными, флоккулярными площадками в H_β и H_δ при полном отсутствии излучения в H_δ * свидетельствует о том, что в этих местах крайне слабо или даже отсутствует излучение и в H_β . Иначе говоря, ослабленное излучение в H_β мы можем отождествлять с непосредственным *факельным* излучением. Поэтому, сравнивая какое-либо *яркое* место на спектрогелиограмме в H_β с местами *пониженного* излучения (на той же гелиограмме), мы можем тем самым выделить для H_β чисто *флоккулярное* излучение в этой линии. Правда, может возникнуть опасение, что как раз под ярким флоккулярным пятном факельное излучение *отличается* от факельного излучения в «темных» местах факельной площадки, т. е. там, где нет флоккулярного излучения. Однако это отличие, если оно и имеется, должно быть, повидимому, весьма небольшим. Действительно, сравнение спектрогелиограмм какой-либо факельной площадки, сделанных в H_α и в H_β , показывает, что, несмотря на подчас *весьма сильные* колебания флоккулярного излучения в H_α , интенсивность темных мест на спектрогелиограммах в H_β *практически постоянна*. Иначе говоря, глубина *факельной* линии поглощения H_β в ее центральных частях практически не зависит от интенсивности собственно флоккулярного излучения. Вместе с тем следует заметить, что вышеуказанное предположение о чисто «факельной» природе темных участков на H_β -спектрогелиограммах является пока *единственным возможным* исходным пунктом при оценке величины $A_{\alpha,\beta}$.

Естественно, что только что сделанное предположение о происхождении темных участков на H_β -спектрогелиограммах не может быть распространено на спектрогелиограммы в лучах H_α , где, по уже указывавшимся причинам, «темных участков» вообще не наблюдается. В связи с этим мы поставим перед собой задачу получить из наблюдений *минимальное* значение $A_{\alpha,\beta}$. То же самое мы будем иметь в виду и при *теоретическом* истолковании бальмеровского декремента во флоккулах. Для того чтобы сделать дальнейшее более ясным, обратимся к фиг. 1. На ней схематически изображен контур линий H_α и H_β в тех местах солнечной поверхности, где наблюдается флоккулярное излучение. Прямые qq' — границы *второй* щели спектрогелиографа; жирная линия sos на фиг. 1 дает кон-

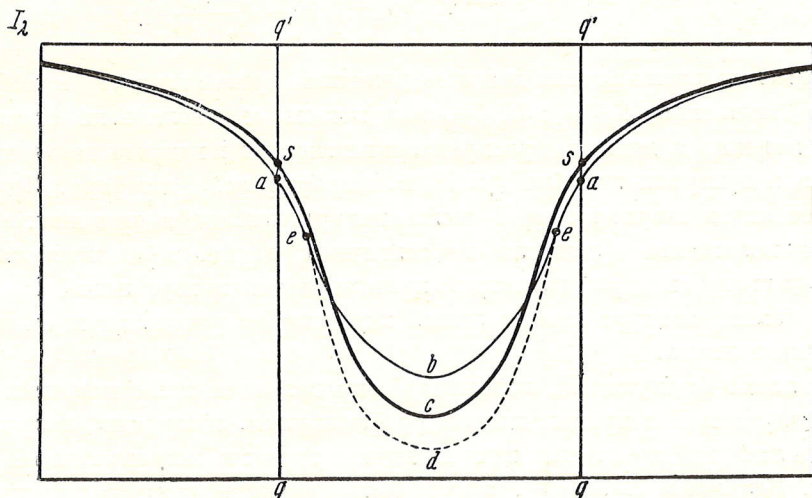
* Отсутствие излучения в H_δ полностью объясняется очень большим бальмеровским декрементом во флоккулярном излучении, см. далее.

тур линии H_α или H_β в прилежащих к флоккулу местах *невозмущенной* фотосферы; тонкая линия *aebea* соответствует самому флоккулу; наконец, линия *aedeae* (тонкая линия и пунктир) соответствует только *факелу*. Введем следующие обозначения.

Через S_{fc} обозначим интеграл по $d\lambda$, в пределах ширины щели, от интенсивности *факельного* излучения:

$$S_{fc} = \int_{qq'} (I_\lambda)_{fc} d\lambda. \quad (2)$$

Это на фиг. 1 площадь, ограниченная контуром *qaedeaq*.



Фиг. 1. Контур линий H_α и H_β .

Жирная линия — контур указанных линий в невозмущенных частях солнечной поверхности; тонкая линия — наблюдаемый контур этих же линий в факельных площадках; составная линия *aedeae* — предполагаемый контур тех же линий в спектре факела; прямые qq' — границы второй щели спектро-гелиографа

Через S_{ph} обозначим соответствующий интеграл по $d\lambda$ от интенсивности излучения *прилежащей* к флоккулу *невозмущенной фотосферы*:

$$S_{ph} = \int_{qq'} (I_\lambda)_{ph} d\lambda; \quad (3)$$

S_{ph} соответствует на фиг. 1 контуру *qscsq*.

Наконец, через S_{fl} обозначим интеграл по $d\lambda$ от интенсивности непосредственно наблюдаемого излучения во *флоккулярной* площадке:

$$S_{fl} = \int_{qq'} (I_\lambda)_{fl} d\lambda. \quad (4)$$

Это на фиг. 1 площадь *qaebaeq*.

Нас в дальнейшем будут интересовать величины

$$\Delta E = S_{fl} - S_{fc}. \quad (5)$$

Прибавив и отняв от правой части (5) величину S_{ph} , мы получим

$$\Delta E = S_{ph} \left\{ \delta - 1 + \frac{S_{ph} - S_{fc}}{S_{ph}} \right\}, \quad (6)$$

где

$$\delta = \frac{S_{fl}}{S_{ph}}. \quad (7)$$

В связи с (6) и (7) мы получим для $A_{\alpha, \beta}$

$$A_{\alpha, \beta} = \frac{\Delta E_{H_{\alpha}}}{\Delta E_{H_{\beta}}} = \frac{(S_{ph})_{H_{\alpha}}}{(S_{ph})_{H_{\beta}}} \frac{\left\{ \delta_{H_{\alpha}} - 1 + \left(\frac{S_{ph} - S_{fc}}{S_{ph}} \right)_{H_{\alpha}} \right\}}{\left\{ \delta_{H_{\beta}} - 1 + \left(\frac{S_{ph} - S_{fc}}{S_{ph}} \right)_{H_{\beta}} \right\}}. \quad (8)$$

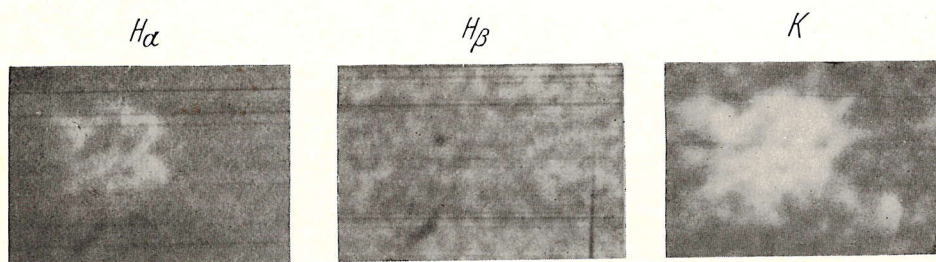
Обратимся к расшифровке этого выражения применительно к наблюдениям. Отношение $(S_{ph})_{H_{\alpha}} : (S_{ph})_{H_{\beta}}$ мы можем определять на основании уже имеющихся данных о распределении энергии в непрерывном спектре Солнца и контурах линий H_{α} и H_{β} в невозмущенной фотосфере. При этом следует знать ширину второй щели спектрогелиографа qq в шкале длин волн и положение флоккула на солнечном диске, ибо интенсивность непрерывного спектра, к которой привязывается контур линий H_{α} и H_{β} , и вид самого контура у этих линий меняются с расстоянием от центра солнечного диска.

Согласно формуле (7), величина δ определяется как отношение энергии, излучаемой в пределах щели qq флоккулом, к энергии, излучаемой в пределах той же щели прилежащими местами невозмущенной фотосферы. Величины $\delta_{H_{\alpha}}$ и $\delta_{H_{\beta}}$ могут быть найдены непосредственно из наблюдений. Для этого, в соответствии со сказанным, яркость флоккула следует относить к соседним местам невозмущенной фотосферы.

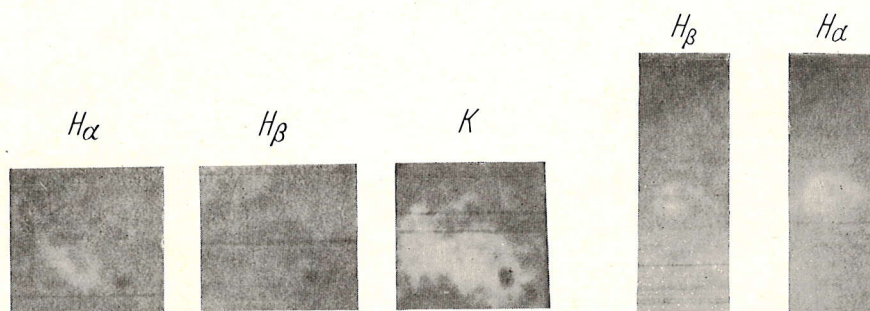
Наконец, поправочный член $(S_{ph} - S_{fc}) : S_{ph}$ в числителе и знаменателе характеризует понижение факельного контура по сравнению с контуром той же линии в прилежащих местах невозмущенной фотосферы. Для линии H_{β} этот поправочный член может быть вычислен, если воспользоваться нашим основным предположением о том, что темные места факельных площадок в лучах H_{β} соответствуют чисто факельному излучению. Сравнивая яркость этих темных мест с яркостью прилежащей фотосферы, мы сразу же можем получить величину $[(S_{ph} - S_{fc}) : S_{ph}]_{H_{\beta}}$. Следует здесь же еще раз подчеркнуть, что в большинстве случаев это отношение весьма мало. Что касается аналогичного отношения для линии H_{α} , то мы его, как уже указывалось, определить не можем. Однако, учитывая, что мы хотим определить минимальную величину $A_{\alpha, \beta}$, можно соответствующий поправочный член в числителе (8) отбросить. Тогда для $A_{\alpha, \beta}$ получим

$$(A_{\alpha, \beta})_{\min} = \frac{(S_{ph})_{H_{\alpha}}}{(S_{ph})_{H_{\beta}}} \frac{\delta_{H_{\alpha}} - 1}{\delta_{H_{\beta}} - 1 + \left\{ \frac{S_{ph} - S_{fc}}{S_{ph}} \right\}_{H_{\beta}}}. \quad (9)$$

По этой формуле мы и должны определять $A_{\alpha, \beta}$.



Фиг. 2. Флоккулы в линиях H_{α} , H_{β} , K снятый 14 VIII 1950 г.



Фиг. 3. Флоккулы в линиях H_{α} , H_{β} , K снятый 1 IX 1950 г.

Фиг. 4. Флоккулы в линиях H_{α} , H_{β} , снятый 13 IX 1950 г.

Перейдем теперь к непосредственному изложению фактического материала. Хорошо известно, что флоккулы в свете H_{α} являются обычно более протяженными и *гораздо более яркими*, чем в свете H_{β} . Очень часто те места флоккула, где он в H_{α} ярок, выходят на гелиограммах в H_{β} не более яркими, чем соседняя невозмущенная фотосфера, или даже более слабыми, чем она. В последнем случае мы видим просто факельное излучение при практически полном отсутствии *собственно* флоккулярного излучения (см. выше). Эти общие закономерности полностью подтверждаются на полученном нами материале. В качестве иллюстрации мы на фиг. 2 приводим спектрогелиограммы в лучах H_{α} , H_{β} и К, полученные 14 VIII 1950 г. Мы видим, что в тех местах, где флоккул в H_{α} ярок, флоккул в H_{β} отсутствует; более того, внимательное рассмотрение гелиограммы показывает, что флоккулярная площадка в H_{β} , совпадающая по своим очертаниям с К-флоккулом, немного темнее, чем окружающие места невозмущенной фотосферы. На фиг. 3 воспроизведены флоккулы в H_{α} , H_{β} , К от 1 IX 1950 г. Здесь также в местах яркого излучения в H_{α} наблюдается полное отсутствие излучения в H_{β} .

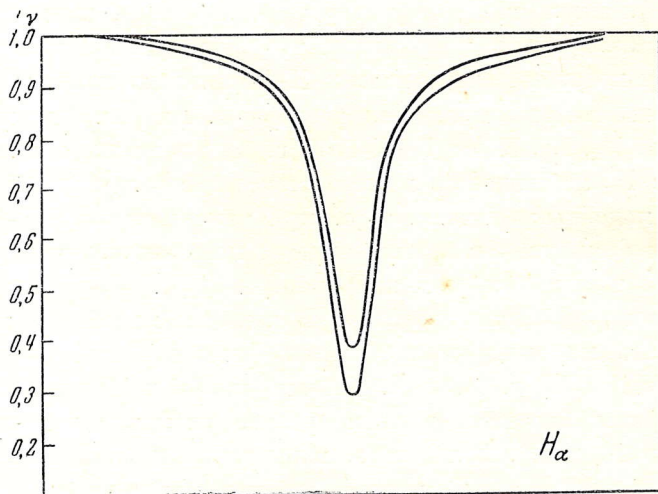
Во всех подобных случаях, т. е. при наличии *яркого* H_{α} -флоккула и вместе с тем отсутствия в соответствующих местах излучения в H_{β} , мы имеем дело с весьма большим декрементом $A_{\alpha, \beta}$. Такие случаи иногда имеют резко выраженный характер. В качестве подобного примера мы можем указать на спектрогелиограммы флоккула, снятые в лучах H_{α} , H_{β} , H_{δ} 14 VIII 1947 г. М. и Л. Д'Азамбужа [3] в Медоне. При сравнении гелиограмм бросается в глаза резкое различие в яркости между флоккулом в H_{α} и H_{β} . Более того, внимательное рассмотрение этих же гелиограмм в свете H_{α} и H_{β} показывает, что в ряде мест с *весьма ярким* H_{α} -излучением излучение в H_{β} или отсутствует или эти места в свете H_{β} являются даже более темными, чем соседняя невозмущенная фотосфера. Какое бы то ни было яркое излучение в H_{δ} отсутствует.

Сейчас мы рассмотрели случаи с *сильным* бальмеровским декрементом. Однако изучение нашего материала показывает, что существуют флоккулы, у которых декремент относительно невелик. Наиболее ярким примером явился флоккул, снятый 13 IX 1950 г. На фиг. 4 мы воспроизводим гелиограммы этого флоккула. Определение $A_{\alpha, \beta}$ по формуле (9) дало (см. далее) величины порядка 1.3—1.5. Однако вместе с тем выяснилась следующая интересная подробность: обработка *спектров* этого флоккула, полученных при помощи спектрогелиоскопа со спектрографом Крымской обсерватории*, показала, что весь контур линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} во флоккуле *поднят* по сравнению с контуром тех же линий в прилежащих местах невозмущенной фотосферы. На фиг. 5 приведен контур линии H_{α} в этом флоккуле и в прилежащих местах невозмущенной фотосферы. Подобное общее поднятие контуров бальмеровской серии было обнаружено Северным и автором настоящей статьи [5] для хромосферных вспышек. В этой статье оно было истолковано как результат

* См. статью Северного [4].

сильной ионизации водородных атомов под вспышкой, ведущей к уменьшению числа поглощающих атомов. Повидимому, то же самое имело место и для флоккула от 13 IX 1950 г. Действительно, этот флоккул появился 13 IX совершенно неожиданно* и весь день 13 IX казался (при рассматривании в спектрогелиоскоп) лишь немного менее ярким, чем хромосферные вспышки балла 1. К следующему утру 14 IX яркость его резко упала. Таким образом, рассматриваемый объект был чем-то средним между обычным флоккулом и хромосферной вспышкой.

Уменьшенный декремент для флоккулов такого рода может быть связан с двумя факторами: 1) с действительным уменьшением числа излучаемых квант в H_α по сравнению с H_β ; 2) с общим поднятием кон-



Фиг. 5. Контур линии H_α в спектре флоккула и в спектре прилегающей фотосферы 13 IX 1950 г.

туров линий H_α и H_β . Этот последний фактор, как нетрудно понять, также должен вести к уменьшению $A_{\alpha, \beta}$. Учитывая те теоретические соображения, которые будут нами далее изложены, автор склоняется к тому, что второй фактор здесь является более важным.

Из только что изложенного следует, что при определении $A_{\alpha, \beta}$ мы должны быть крайне осторожны. В частности, наличие темных участков на спектрогелиограмме в H_β должно служить указанием, что в таких случаях мы имеем дело с *обычным* флоккулом.

Рассмотрим теперь конкретные примеры. Определение $A_{\alpha, \beta}$ было сделано нами для флоккулов, снятых 15 VIII, 16 VIII и 13 IX.

Отношение $(S_{ph})_{H_\alpha} : (S_{ph})_{H_\beta}$ для какого-либо флоккула, находящегося на расстоянии $\sin \vartheta = R/R_\odot$ от центра солнечного диска, определялось следующим образом: для $\lambda = 6563\text{\AA}$ и $\lambda = 4861\text{\AA}$, т. е. для H_α и H_β , при помощи табл. 7 книги Унзольда [6] была определена величина $\bar{I}_\lambda(0)$ — интенсивность непрерывного излучения в центре солнечного диска.

* Вечером 12.IX его не было видно.

Затем, при помощи табл. 3 той же книги, эти величины для H_α и H_β были уменьшены в соответствии с величиной $\sin \vartheta$ у рассматриваемого флоккула (учет закона потемнения на диске). Найденные таким образом интенсивности мы обозначим через $\bar{I}_\lambda(\sin \vartheta)$.

Для того чтобы получить величины $(I_\lambda)_{ph}$ внутри линий поглощения H_α и H_β , были использованы их контуры, измеренные Бруггенкате и др. [7] для различных точек солнечного диска. Соответственно величины $(I_\lambda)_{ph}$ были получены умножением остаточных интенсивностей, приведенных в указанной работе, на величину $\bar{I}_\lambda(\sin \vartheta)$. Наконец, величина S_{ph} была найдена по формуле (3) при помощи числового интегрирования.

До 24 VIII 1950 г. ширина второй щели спектрогелиографа была: 0,68 Å для H_α , 0,49 Å для H_β ; 24 VIII ширину второй щели было решено изменить — с 24 VIII соответствующие ширины были 1 и 0,76 Å. Эти данные и были использованы при вычислениях по формуле (3). В виде иллюстрации приведем два значения для $(S_{ph})_{H_\alpha} : (S_{ph})_{H_\beta}$: для флоккула от 15 VIII с $R \simeq 0,3R_\odot$ это отношение оказалось равным 0,98; для флоккула от 13 IX с $R \simeq 0,88R_\odot$ оно равно 0,86.

Флоккул от 15 VIII был промерен в трех точках а, б, в; флоккул от 16 VIII был промерен в двух точках а и б; наконец, флоккул от 13 IX был промерен в двух точках а и б. В последней строке табл. 1

Таблица 1

	15 VIII 1950 г.			16 VIII 1950 г.		13 IX 1950 г.	
	а	б	в	а	б	а	б
δ_{H_α}	2.06	1.84	1.89	2.01	1.71	2.1	1.9
δ_{H_β}	1.50	1.19	1.29	1.26	1.30	1.6	1.6
$A_{\alpha, \beta}$	2.1	4.3	3.0	3.7	2.4	1.6	1.3

стоят величины $A_{\alpha, \beta}$, полученные по формуле (9). Поправочный множитель $[(S_{ph} - S_{fc}) : S_{ph}]_{H_\beta}$ для 15 и 16 VIII оказался пренебрежимо малым по сравнению с величиной $\delta_{H_\beta} - 1$. Что касается спектрогелиограммы от 13 IX, то, как мы уже говорили, применение формулы (9) в данном случае вообще незаконно, ибо в соответствующем флоккуле весь *факельный* контур в H_α и в H_β был *поднят* по сравнению с фотосферическим. Числа $A_{\alpha, \beta}$ в данном случае были получены в предположении равенства поправочного множителя $[(S_{ph} - S_{fc}) : S_{ph}]_{H_\beta}$ нулю.

Отбрасывая последний случай как совершенно аномальный, мы видим, что величина $A_{\alpha, \beta}$ в среднем не превышает четырех. Однако следует сразу же оговориться, что выбор флоккулов из полученного нами материала заранее предопределял относительно небольшое значение $A_{\alpha, \beta}$ для них. Действительно, *все* полученные нами флоккулы, за исключением флоккула от 13 IX 1950 г., не относились к категории очень ярких. Поэтому при *большом* декременте (если такой существовал бы) флоккулы в H_β не могли бы быть измерены достаточно точно даже для таких

участков солнечной поверхности, где флоккулярное излучение в H_α было относительно сильно. В данном случае светлые флоккулярные пятна мало отличались бы от общей мелкозернистой структуры солнечной поверхности в свете H_β . Однако существование мест с действительно большим декрементом не вызывает сомнения. Об этом говорят спектрогелиограммы от 14 VIII 1950 г. (см. фиг. 2) с достаточно ярким излучением в H_α и с отсутствием всякого излучения в H_β и т. д. Наконец, можно было бы напомнить об указанных выше спектрогелиограммах, снятых в Медоне 14 VIII 1947 г.

Помимо всего этого следует учесть, что величины $A_{\alpha, \beta}$, стоящие в нашей табл. 1, являются преуменьшенными хотя бы и из-за того, что влияние рассеянного света в спектрогелиографе и духи решетки здесь не учтены. Учет этих факторов повысил бы указанные числа*. Наконец, следует иметь в виду, что найденное нами отношение $A_{\alpha, \beta}$ не учитывает *самопоглощения* в линиях H_α и H_β . Так как последнее для H_α значительно сильнее, чем для H_β , то это также понижает наблюдаемый декремент (самопоглощение в линиях H_α и H_β не может быть учтено до тех пор, пока мы не получим хотя бы предварительных сведений об отношении чисел атомов во втором и третьем квантовых состояниях).

Из всего сказанного следует, что мы должны считаться с наличием во многих случаях *большого* бальмеровского декремента. В частности, в тех флоккулах, где при весьма ярких площадках в H_α излучение в H_β отсутствует (таким флоккулом является и флоккул, снятый в Медоне), отношение $A_{\alpha, \beta}$, вероятно, не меньше десяти. Иначе говоря, в данном отношении флоккулы резко отличаются от планетарных туманностей, где отношение $E_{H_\alpha} : E_{H_\beta}$, как теоретическое, так и наблюдаемое (см. [8] и [9]), близко к 2.5. В связи с этим мы рассмотрим теорию этого вопроса и покажем, что поле солнечного излучения действительно должно, по сравнению с планетарными туманностями, увеличивать бальмеровский декремент.

2. Общий метод решения вопроса о декременте бальмеровской серии в спектре излучения солнечных флоккулов вполне подобен методу решения той же проблемы в случае свечения планетарных туманностей. А именно: мы должны составить уравнения равновесия для дискретных уровней водородного атома; решение этих уравнений и дает ответ поставленной задаче. Однако между обоими указанными случаями имеется следующее существенное различие: в условиях планетарных туманностей мы можем считать, что каждый электрон, попадающий на какой-либо возбужденный уровень, может опускаться только на нижележащие уровни**. Переходы с возбужденных уровней вверх здесь крайне редки из-за того, что фактор разрежения излучения W в планетарных туманностях чрезвычайно мал, в среднем порядка 10^{-13} . Напротив, флоккулы

* Этот вопрос будет обсужден автором после того, как будет получен более обширный материал по спектрогелиограммам.

** Подробнее см. в книге В. Амбарцумяна [8].

расположены практически непосредственно над солнечной фотосферой. Поэтому роль солнечного излучения в данном случае может оказаться весьма существенной. Все это, конечно, сильно усложняет задачу.

Для того чтобы решить рассматриваемую проблему со всей строгостью, нам необходимо было бы решить бесконечную систему уравнений равновесия, написанных для бесконечного числа дискретных уровней водорода. Это практически невозможно. Однако большой декремент бальмеровской серии в излучении флоккулов говорит о том, что число переходов *вниз* с высших уровней на второй быстро убывает с растущим главным квантовым числом n . Уже этот факт может служить указанием на то, что роль высших уровней с $n \geq 5$ в создании излучения H_α и H_β должна быть несущественной. В связи с этим мы ограничимся анализом только трех уравнений равновесия, написанных для уровней с $n = 2, 3, 4$. Этот анализ, на который можно смотреть как на первое приближение в *методе последовательных приближений*, также нам покажет, что учет переходов $5 \rightarrow 2$, $6 \rightarrow 2$ и т. д. не может изменить оценку отношения

$$E_{H_\alpha} : E_{H_\beta}.$$

Для коэффициентов перехода мы будем пользоваться следующими обозначениями: дискретные переходы, как обычно, будем обозначать через A_{ki} , B_{ik} ; вынужденным излучением с коэффициентами B_{ki} будем, вследствие низкой эффективной температуры Солнца, пренебрегать; вероятность *фотоионизации* с данного уровня i , рассчитанную на один атом в этом состоянии, будем обозначать через C_{if} ; вероятность *рекомбинаций* на i -й уровень обозначим через C_{fi} ; этот коэффициент рассчитан на один ион и один электрон. Далее, вероятность возбуждающего столкновения электронами, приводящего к переходу $i \rightarrow k$, обозначим через C_{ik} ; этот коэффициент рассчитан на один электрон и один атом в состоянии i . Легко подсчитать, что при всех мыслимых вариациях условий возбуждения во флоккулах, возбуждение атомов водорода столкновениями может оказаться существенным только для переходов с *нижнего*, основного уровня; поэтому нас будут интересовать только величины C_{1k} .

Наконец, плотность излучения, соответствующего переходам $i \rightarrow k$, будем обозначать через ρ_{ik} .

Перейдем теперь к написанию уравнений равновесия (стационарности) для уровней с главными квантовыми числами 2, 3, 4. Числа атомов в состояниях i , k , в 1 см^3 , будем обозначать через n_i , n_k . Однако прежде чем составлять указанные уравнения, мы должны предварительно рассмотреть роль переходов между основным уровнем водорода и возбужденными. Здесь положение совершенно подобно случаю планетарных туманностей, а именно: известно, что флоккулы, за исключением их самых внешних частей, соответствующих частично компонентам K_3 и H_{α_3} , расположены в основном в нижней и средней хромосфере. В то же время оптическая толща *хромосферы* в центральных частях линий *лаймановской серии** чрезвычайно велика. Точно ее оценить трудно, но во

* Где как раз и происходит возбуждение атомов.

всяком случае она не меньше $10^7 - 10^9$. Это означает (см. [8], стр. 150), что каждый излученный во флоккуле квант лаймановской серии *моментально* поглощается каким-либо близлежащим атомом. Иначе говоря, мы можем считать, что число актов поглощения типа $1 \rightarrow i$ в 1 см^3 за 1 сек. практически в точности равно числу *противоположных* переходов $i \rightarrow 1$, конечно, в том же объеме и за то же время. Следовательно, в уравнениях стационарности члены, содержащие указанные переходы, должны полностью выпасть. Остаются лишь члены, содержащие переходы вследствие *столкновений*, ибо указанная компенсация переходов $i \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow i$ распространяется лишь на *радиативные* процессы.

Учитывая все вышесказанное, напомним соответствующие уравнения стационарности для $i = 2, 3, 4$

$$n_1 n_e C_{12} + n_+ n_e C_{f2} + \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} = n_2 \left[\sum_3^{\infty} \rho_{2k} B_{2k} + C_{2f} \right]; \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} n_1 n_e C_{13} + n_+ n_e C_{f3} + \sum_{k=4}^{\infty} n_k A_{k3} + \rho_{23} B_{23} n_2 = \\ = n_3 \left[A_{32} + \sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} \right]; \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} n_1 n_e C_{14} + n_e n_+ C_{f4} + \sum_5^{\infty} n_k A_{k4} + n_2 \rho_{24} B_{24} + n_3 \rho_{34} B_{34} = \\ = n_4 \left[A_{42} + A_{43} + \sum_{k=5}^{\infty} \rho_{4k} B_{4k} + C_{4f} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Для того чтобы иметь возможность анализировать написанные уравнения, мы должны знать ряд входящих в них величин. В первую очередь это величины $\rho_{ik} B_{ik}$ и C_{if} . Величины C_{1k} и C_{fk} , как будет видно из дальнейшего, будут нас интересовать в значительно меньшей степени. Величины $\rho_{ik} B_{ik}$ и C_{if} для невозмущенных участков Солнца вычислялись Вулли [10]. Однако метод его подсчетов, особенно в отношении величин C_{if} , являлся чрезвычайно упрощенным. Кроме того, данные для солнечного излучения были им взяты довольно произвольно: планковская функция с $T = 6500^\circ$ и фактор разрежения $W = \frac{1}{3}$. Все эти неточности приводят, например, к тому, что C_{2f} , вычисленная Вулли, оказывается ошибочной примерно в 10 раз! В связи с этим все величины C_{if} и $\rho_{ik} B_{ik}$ мы перевычислим заново, причем для интенсивности солнечного излучения, в отличие от Вулли, мы возьмем кривую, найденную непосредственно из *наблюдений*. Рассмотрим сначала величины C_{if} . Для последних мы имеем следующее общее выражение:

$$C_{if} = \frac{4\pi}{h} \int_{\nu_i}^{\infty} J_{\nu} \frac{k_{\nu}^{(i)}}{\nu} d\nu, \quad (13)$$

где ν_i — граница фотоионизации атома с i -го уровня, а J_ν , как обычно, равна

$$J_\nu = \int I_\nu(\vartheta) \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (14)$$

Для коэффициента поглощения $k_\nu^{(i)}$ имеем

$$k_\nu^{(i)} = \frac{32\pi^2 e^6 R}{3V^3 c h^3} \frac{g_i}{\nu^3 i^5}, \quad (15)$$

где R — постоянная Ридберга;

g_i — поправочный множитель, мало отличающийся от единицы; мы примем в вычислениях $g_i \equiv 1$ для всех i .

При использовании наблюдаемых J_ν мы должны исходить из следующих соображений. Флоккулы как чисто хромосферные образования являются в частотах *непрерывного* спектра полностью прозрачными. Поэтому излучение, ионизирующее Н-атомы с уровнями $i = 2, 3, 4$, является просто *граничным фотосферическим излучением*. Правда, это излучение идет из *факелов*, которые расположены непосредственно под флоккулами. Однако, как известно, никакого существенного различия здесь быть не может. Поэтому мы можем в (14) использовать обычное граничное фотосферическое излучение.

Так как вычисление J_ν по формуле (14) с учетом изменения I_ν с углом ϑ крайне громоздко и не оправдывается вообще относительно невысокой точностью величин $I_\nu(\vartheta)$, мы используем следующее, обычно применяемое приближение которое для Солнца дает вполне надежные результаты, а именно: мы примем, что для границы имеет место равенство

$$J_\nu^0 = \frac{F_\nu^0}{2}, \quad (16)$$

где F_ν^0 — *поток* излучения, причем индекс «0» означает, что речь идет о граничных величинах. Таким образом, мы будем C_{if} вычислять по формуле

$$C_{if} = \frac{2\pi}{h} \int_{\nu_i}^{\infty} F_\nu^0 \frac{k_\nu^{(i)}}{\nu} d\nu. \quad (17)$$

Соответствующие величины F_ν^0 были взяты из табл. 2 книги Унзольда [6]. Для ультрафиолетового излучения с $\lambda < 3000 \text{ \AA}$ была использована кривая, полученная с ракетным спектрографом ([11], фиг. 12), выраженная в относительных единицах. Для приведения к абсолютным единицам она была согласована с данными табл. 2 книги Унзольда на участке 3200—3400 $\text{\AA}$. Результаты соответствующих подсчетов приведены в табл. 2 настоящей статьи. Для всех i найденные числа C_{if} *выше*, чем числа C_{if} , полученные Вулли. Это связано с тем, что последний взял для T слишком высокое значение 6500°. В то же время, например, в области, расположенной сразу же за λ_2 , т. е. за границей серии Бальмера, температура излучения близка к 5600°, а для меньших λ еще ниже.

Таблица 2

i	$\lambda_i, \text{\AA}$	C_{if}
2	3648	1.34×10^4
3	8206	2.14×10^5
4	14590	3.28×10^5
5	22790	3.42×10^5

Рассмотрим теперь вопрос о величинах $\rho_{ik} B_{ik}$. Здесь положение отличается от предыдущего тем, что плотность возбуждающего излучения во флоккулах может в ряде случаев (главным образом в свете H_α) отличаться от плотности, определяемой только фотосферическим излучением. Это связано с тем, что внутри линий сами флоккульные области создают *дополнительное* излучение, чем, собственно говоря, и определяется возможность «видеть» флоккулы. Это излучение, в обычных флоккулах не очень большой яркости (более слабых, чем хромосферные вспышки), является существенным лишь в линии H_α . Уже в линии H_β (в ее центре) излучение во флоккулах, как это следует фактически из всех снятых нами гелиограмм (кроме 13 IX), мало отличается от H_β -излучения в соседних прилежащих частях фотосферы.

То же самое в еще большей степени имеет место и для следующей линии H_γ ; в H_δ и т. д. *яркие* флоккулы вообще уже не наблюдаются*. Правда, для линий H_γ , H_δ и т. д., а иногда и для H_β , излучение, падающее на флоккульную материю, является *факельным* излучением, немного более *ослабленным* по сравнению с обычным излучением прилежащих невозмущенных мест солнечной поверхности. Однако это различие, как мы уже говорили, относительно мало. Исходя из сказанного, мы будем брать для ρ_{ik} внутри линий H_β , H_γ , H_δ *обычное значение*, соответствующее полю излучения прилежащей к флоккулу невозмущенной фотосферы (конечно, также внутри тех же линий).

Случай, где флоккульное излучение внутри H_β заметно выше (или ниже), чем обычное фотосферическое излучение, также внутри H_β , можно всегда учесть таким же путем, как это будет сделано для линии H_α . Плотности ρ_{ik} для этих линий входят в окончательные формулы для бальмеровского декремента *явным образом*.

Рассмотрим теперь более сложный вопрос о плотности излучения в линии H_α . Совершенно очевидно, что на данном этапе наших знаний о флоккулах вообще, величину ρ_{23} для H_α мы можем брать только *из наблюдений*. Действительно, *дополнительная* энергия, излучаемая флоккулами в линии H_α , определяется *общим* числом излучающих эту линию атомов (над 1 см^2 основания хромосферы) с поправкой за *самопоглощение*. Ни того ни другого мы пока не знаем; поэтому в дальнейшем мы будем исходить из наблюдений. Однако так как указанная дополнитель-

* Линия H_ϵ из-за ее местонахождения в центре широкой линии H, Ca^+ обнаруживает небольшие аномалии.

ная энергия различна для различных флоккулов и для различных мест одного и того же флоккула, мы должны задать некоторые *границы* (верхнюю и нижнюю) для величины ρ_{23} . В дальнейшем, когда физические данные о флоккулах будут известны лучше, мы сможем задать величину ρ_{23} для каждого флоккула индивидуально и при том по всей его глубине.

Обратимся теперь к непосредственной оценке нижней и верхней границы для ρ_{23} . Из того наблюдаемого факта, что дополнительное излучение во флоккулах создает поток, больший потока, соответствующего *невозмущенному* фотосферическому излучению $F_{\nu_0}^H$ в центральных частях линий H_α , мы можем вывести следующее заключение: если вновь воспользуемся приближением (16), то величина J_{ν_0} в центральных частях линии H_α *не может* во флоккулах быть ниже величины $F_{\nu_0}^H/2$, т. е. величины J_{ν_0} , соответствующей излучению в центре H_α *невозмущенных* частей солнечной поверхности. Все остальные возможные значения J_{ν_0} будут *выше*. Этим фактом, собственно говоря, мы и могли бы ограничиться, ибо, как будет видно из дальнейшего, отношение энергий, излучаемых флоккулами в H_α и H_β , растет с ростом ρ_{23} . Поэтому, приняв для J_{ν_0} вышеуказанное значение, равное $F_{\nu_0}^H/2$, мы получим *минимальное* значение для декремента бальмеровской серии, что нас собственно и интересует. Однако представляет интерес оценить J_{ν_0} и, следовательно, ρ_{23} для некоторых наиболее правдоподобных случаев. Оценим плотность ρ_{23} для *внешних* слоев флоккулов, где выходящий, т. е. наблюдаемый, поток F_{ν_0} может быть определен непосредственно по формуле

$$F_{\nu_0} = F_{\nu_0}^c r_{\nu_0}, \quad (18)$$

где $F_{\nu_0}^c$ — поток *непрерывного* излучения, проинтерполированный к центральной частоте ν_{23} ;

r_{ν_0} — центральная остаточная интенсивность линии H_α во флоккулах.

Так как нас сейчас интересует внешняя граница флоккула, мы можем использовать приближение (16). Это дает общее соотношение, имеющее место для любых переходов

$$\rho_{ik} = \frac{1}{c} \int I_{\nu} d\omega = \frac{4\pi}{c} J_{\nu_0} \approx \frac{2\pi}{c} F_{\nu_0} = \frac{2\pi}{c} F_{\nu_0}^c r_{\nu_0}. \quad (19)$$

Имея в виду и достаточно яркие флоккулы*, мы можем взять для r_{ν_0} внутри H_α два значения: 0.25 и 0.40. Первое из них лишь немного отличается от r_{ν_0} для *невозмущенных* частей солнечной поверхности. Для них r_{ν_0} по оценкам отдельных авторов колеблется между 0.15—0.20. Поэтому значение $r_{\nu_0} = 0.25$ мы можем принять вообще в качестве *минимального* значения r_{ν_0} во флоккулах (конечно, для H_α).

Внутри самих флоккулов плотность излучения с несомненностью больше, чем на границе, ибо излучение идет как снизу, так и сверху. Если мы примем, что интенсивность излучения внутри них постоянна,

* Но существенно более слабые, чем хромсферные вспышки.

не зависит от направления* и равна интенсивности на границе, то плотность, определяемая формулой (19), удвоится, и мы будем иметь

$$\rho_{ik} = \frac{4\pi}{c} F_{\nu_0}^c r_{\nu_0}. \quad (20)$$

Заметим, что формула (19) соответствует фактору разрежения $W \approx \frac{1}{2}$, формула (20) — фактору $W \approx 1$.

Величины ρ_{2k} были вычислены для пяти линий, вплоть до $k=7$. Для $k=4, 5, 6, 7$, т. е. для $H_{\beta, \gamma, \delta, \epsilon}$, величины ρ_{2k} были вычислены по формуле (19), принимая в соответствии с вышесказанным, что r_{ν_0} для указанных линий равно их значению для обычных, невозмущенных частей солнечной поверхности. Численные значения r_{ν_0} были взяты из атласа солнечного спектра Миннаерта [12]. Для H_{α} было принято, как сказано выше, $r_{\nu_0} = 0.25; 0.40$, а также удвоенные величины ρ_{23} . Значения $F_{\nu_0}^c$ для всех пяти линий были взяты из упоминавшейся табл. 2 книги Унзольда [6].

Обратимся теперь к переходам $3 \rightarrow k$, т. е. к переходам, соответствующим серии Пашена. Здесь необходимо сделать следующее замечание. Слабость излучения в линии H_{β} в спектрах флоккулов и даже отсутствие этого излучения во многих случаях говорят о том, что во флоккулах переходы с четвертого уровня на второй относительно редки. Практически столь же редкими должны быть и переходы $4 \rightarrow 3$, ибо $A_{43} = 8.9 \times 10^6$, а $A_{42} = 8.4 \times 10^6$. Следовательно, даже в первой линии серии Пашена, P_{α} , излучение во флоккулах не может заметно отличаться от излучения в соседних невозмущенных частях солнечной поверхности. Однако так как этот вопрос для числовых значений декремента бальмеровской серии имеет большое значение, а экспериментальная проверка его, вследствие наличия в области P_{α} весьма мощной полосы поглощения водяными парами земной атмосферы, не представляется в ближайшее время возможной, мы представим дополнительные соображения в пользу вышеуказанного утверждения. При этом, поскольку нас интересует *порядок* величин, мы соответствующие подсчеты несколько схематизируем.

Действительное распределение дополнительной энергии, излучаемой линиями H_{β} и P_{α} во флоккулах, представим в виде прямоугольных контуров с ширинами $\Delta\nu(H_{\beta})$ и $\Delta\nu(P_{\alpha})$, причем интенсивность излучения внутри этих контуров будем считать постоянной. Поток непрерывного излучения в области H_{β} обозначим через $F_{\nu}^c(H_{\beta})$, в области P_{α} — через $F_{\nu}^c(P_{\alpha})$. Тогда энергию, излучаемую с 1 см^2 за 1 сек. флоккулом в линии H_{β} , сможем записать как $\Delta\nu(H_{\beta}) F_{\nu}^c(H_{\beta}) \alpha$, где α — отношение потока энергии, излучаемой *самим* флоккулом внутри H_{β} , к величине $F_{\nu}^c(H_{\beta})$. Для тех флоккулов (или отдельных мест), где излучения в H_{β}

* Все это предполагает достаточно большую оптическую толщину флоккула в центре H_{α} .

пет, величина $\alpha \approx 0$. Так как H_β и P_α излучаются с одного и того же уровня, соответствующая энергия в P_α будет

$$\Delta\nu(H_\beta) F_\nu^c(H_\beta) \propto \frac{\nu_{34}}{\nu_{24}} \frac{A_{43}}{A_{42}}.$$

Эта энергия в линии P_α перераспределится внутри интервала $\Delta\nu(P_\alpha)$; следовательно, флоккулярный поток внутри P_α будет

$$\frac{\Delta\nu(H_\beta)}{\Delta\nu(P_\alpha)} F_\nu^c(H_\beta) \propto \frac{\nu_{34}}{\nu_{24}} \frac{A_{43}}{A_{42}}.$$

Наконец, отношение a этого потока к потоку $F_\nu^c(P_\alpha)$ будет равно

$$a = \alpha \frac{\Delta\nu(H_\beta) \nu_{34}}{\Delta\nu(P_\alpha) \nu_{24}} \left\{ \frac{F_\nu^c(H_\beta)}{F_\nu^c(P_\alpha)} \frac{A_{43}}{A_{42}} \right\}. \quad (21)$$

С другой стороны, $\frac{A_{43}}{A_{42}} \approx 1$, и отношение $\frac{F_\nu^c(H_\beta)}{F_\nu^c(P_\alpha)}$ по табл. 2 книги Ун-зольда [6] также примерно равно единице. Следовательно, фигурная скобка вышенаписанного выражения равна практически единице. Таким образом, вопрос сводится к определению отношения $\Delta\nu(H_\beta) / \Delta\nu(P_\alpha)$. Если расширение водородных линий излучения в спектре флоккулов определяется только тепловым эффектом Доплера (или «турбулентцией»), то только что указанное отношение будет равно $\frac{\nu_{24}}{\nu_{34}}$ и величина a формулы (21) будет практически равна величине α . Если же это расширение определяется эффектом Штарка, то отношение $\Delta\nu(H_\beta) / \Delta\nu(P_\alpha)$ будет меньше, чем $\frac{\nu_{24}}{\nu_{34}}$, и, следовательно, будет иметь место неравенство $a < \alpha$! Следовательно, α является *верхним* возможным пределом для a . С другой стороны, величина α , которую можно определить из наблюдений, чаще всего близка к нулю и практически во всех остальных случаях не больше 0.1—0.2. Следовательно, мы не сделаем никакой существенной ошибки, если примем для φ_{34} в наших вычислениях ту величину, которая соответствует невозмущенным частям фотосферы. Правда, следует иметь в виду то, что вышеприведенные рассуждения, строго говоря, справедливы лишь для того случая, когда самопоглощение в H_β отсутствует. Однако ряд соображений показывает, что здесь положение обстоит довольно благополучно. Во-первых, следует иметь в виду, что во многих случаях α вообще равна нулю или *значительно* меньше единицы. Во-вторых, предварительные соображения, которых мы здесь из-за недостатка места не приводим, свидетельствуют о том, что действительно в большинстве случаев флоккулярная линия H_β свободна от самопоглощения. Наконец, следует иметь в виду, что представленная здесь теория должна рассматриваться в качестве *первого приближения*. Основываясь в дальнейшем на результатах, полученных здесь, можно будет изучить и вопрос о самопоглощении в H_β ; изучение

же этого вопроса на основе только одних наблюдений и без привлечения теории вряд ли сейчас возможно*.

Все вышеизложенное в отношении линии P_{α} в еще большей степени справедливо для остальных линий серии Пашена, а также для линий, соответствующих переходам $4 \rightarrow k$. Для всех этих линий мы в еще большей степени можем принять, что интересующие нас величины ρ_{ik} таковы же, как и в невозмущенных частях солнечной поверхности.

Таким образом, для *всех* переходов $3 \rightarrow k$ и $4 \rightarrow k$ мы будем соответствующие ρ_{ik} находить по формуле (19); при этом величины $F_{\nu_0}^c$ будем брать из той же табл. 2 книги Унзольда [6], а для остаточных интенсивностей — их значения, соответствующие *невозмущенным* частям Солнца.

Остановимся кратко на величинах r_{ν_0} . Для первых линий пашеновской серии** наблюдаемые значения r_{ν_0} близки, согласно [13], к 0.8. Это число мы и используем в вычислениях.

Относительно брекетовской серии, соответствующей переходам $4 \rightarrow k$, нам пока ничего не известно. Однако, учитывая данные относительно пашеновской серии, а также то, что оптическая толща линий в брекетовской серии значительно меньше, чем в серии Пашена, мы можем для линий с переходами $4 \rightarrow k$ принять $r_{\nu_0} \approx 1$. Это предположение, как мы

Таблица 3

$i \rightarrow k$	ν_{ik}	$\log F_{\nu_0}^c$	r_{ν_0}	$\log B_{ik}$	$\rho_{ik} B_{ik}$
$2 \rightarrow 3$	4.57×10^{14}	$\overline{5.54}$	0.25	20.22	0.30×10^5
$2 \rightarrow 4$	6.17	$\overline{5.39}$	0.20	19.36	0.24×10^5
$2 \rightarrow 5$	6.91	$\overline{5.24}$	0.20	18.89	0.56×10^4
$2 \rightarrow 6$	7.31	$\overline{5.16}$	0.15	18.56	0.16×10^4
$2 \rightarrow 7$	7.55	$\overline{5.00}$	0.20	18.30	0.84×10^3
$3 \rightarrow 4$	1.60×10^{14}	$\overline{5.33}$	0.80	20.80	2.2×10^6
$3 \rightarrow 5$	2.34	$\overline{5.49}$	0.80	19.89	4.0×10^5
$3 \rightarrow 6$	2.74	$\overline{5.53}$	0.80	19.39	1.4×10^5
$3 \rightarrow 7$	2.98	$\overline{5.54}$	0.80	19.04	6.4×10^4
$3 \rightarrow 8$	3.14	$\overline{5.54}$	0.80	18.79	3.6×10^4
$4 \rightarrow 5$	7.40×10^{13}	$\overline{6.84}$	1.0	21.22	2.4×10^6
$4 \rightarrow 6$	1.14×10^{14}	$\overline{5.13}$	1.0	20.27	9.3×10^5
$4 \rightarrow 7$	1.38	$\overline{5.25}$	1.0	19.75	2.1×10^5
$4 \rightarrow 8$	1.54	$\overline{5.31}$	1.0	19.40	1.1×10^5
$4 \rightarrow 9$	1.65	$\overline{5.34}$	1.0	19.13	6.2×10^4

* Вопрос о самопоглощении во флоккулярных линиях H_{α} и H_{β} будет рассмотрен автором в одной из ближайших работ.

** За исключением невидимой P_{α} и некоторых высших членов.

увидим далее, не внесет никакой существенной ошибки в наши окончательные результаты.

В табл. 3 мы даем принятые значения $\rho_{ik}B_{ik}$ для интересующих нас линий, а также исходные параметры, на которых они основаны. Величины A_{ki} , на которых основаны B_{ik} , взяты из работы Мензела и Пеке-риса [14]. Величина $\rho_{23}B_{23}$ для H_{α} дана в таблице для $r_{v_0} = 0.25$ в соответствии с формулой (19). Эта же величина для $r_{v_0} = 0.4$, а также для удвоенных значений ρ_{23} , вычисленных по формуле (20), может быть легко подсчитана умножением на соответствующие факторы.

В заключение данного вопроса мы еще раз подчеркнем, что величины $B_{ik}\rho_{ik}$, содержащиеся в табл. 3, могут рассматриваться лишь как заданные в *первом приближении*. Все эти величины входят в наши окончательные формулы для $E_{H_{\alpha}}:E_{H_{\beta}}$ в *явном виде*, и, следовательно, написанное отношение может быть всегда уточнено. При этом, однако, имеются все основания считать, что по порядку величины данные табл. 3, не содержат существенной ошибки и что, следовательно, для *оценок* различных членов, входящих в уравнения (10) — (12), мы ими можем пользоваться.

Перейдем к непосредственному анализу указанных уравнений. Главной нашей задачей будет нахождение отношения $n_3:n_4$.

Разрешив уравнение (10) относительно n_2 , получим

$$n_2 = \frac{n_e n_1 C_{12} + n_e n_+ C_{f2} + \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2}}{\sum_{k=3}^{\infty} \rho_{2k} B_{2k} + C_{2f}}. \quad (22)$$

Введем теперь n_2 в (11). Поделив в полученном таким образом уравнении последний член левой части на $\rho_{23}B_{23}$, найдем

$$\left. \begin{aligned} & n_1 n_e C_{13} + n_e n_+ C_{f3} + \sum_{k=4}^{\infty} n_k A_{k3} + \\ & + \left\{ 1 + \sum_{k=4}^{\infty} \frac{\rho_{2k} B_{2k}}{\rho_{23} B_{23}} + \frac{C_{2f}}{\rho_{23} B_{23}} \right\}^{-1} \cdot \left[n_e n_1 C_{12} + n_e n_+ C_{f2} + \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} \right] = \\ & = n_3 \left(A_{32} + \sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} \right). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

При помощи данных табл. 2 и 3 легко подсчитать, что сумма двух последних членов фигурной скобки уравнения (23), которую мы обозначим через δ_{23} , порядка 0.15. Возможное *увеличение* $\rho_{23}B_{23}$ лишь понизит выписанное число. В связи с этим мы можем разложить указанную фигурную скобку в бином Ньютона, отбросив в нем члены второго порядка. Тем самым указанная скобка делается равной $1 - \delta_{23}$, где δ_{23} — малое число

$$\delta_{23} = \sum_{k=4}^{\infty} \frac{\rho_{2k} B_{2k}}{\rho_{23} B_{23}} + \frac{C_{2f}}{\rho_{23} B_{23}}. \quad (24)$$

В связи с этим уравнение (23) примет вид

$$\begin{aligned} n_1 n_e c_{123} + n_+ n_e c_{f23} + \sum_{k=4}^{\infty} n_k (A_{k3} + A_{k2}) - \delta_{23} \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} = \\ = n_3 \left\{ \sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$c_{123} = C_{12} + C_{13} - \delta_{23} C_{12}; \quad (26a)$$

$$c_{f23} = C_{f2} + C_{f3} - \delta_{23} C_{f2}. \quad (26b)$$

Рассмотрим теперь два последних члена левой части уравнения (25). Первый из них можно записать так:

$$\sum_{k=4}^{\infty} n_k (A_{k3} + A_{k2}) = n_4 (A_{43} + A_{42}) \{1 + \gamma_5\}, \quad (27)$$

где

$$\gamma_5 = \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} \frac{A_{k3} + A_{k2}}{A_{43} + A_{42}}. \quad (28)$$

Рассмотрим второй член. Вынеся в нем из-под знака суммы произведение $n_3 A_{32}$, получим:

$$\delta_{23} \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} = n_3 A_{32} \delta_{23}^0, \quad (29)$$

где

$$\delta_{23}^0 = \delta_{23} \left\{ 1 + \sum_{k=4}^{\infty} \frac{n_k A_{k2}}{n_3 A_{32}} \right\}. \quad (30)$$

Используя (27) и (29), мы можем уравнение (25) переписать так:

$$\begin{aligned} n_1 n_e c_{123} + n_e n_+ c_{f23} + n_4 (A_{43} + A_{42}) (1 + \gamma_5) = \\ = n_3 \left\{ \sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32} \right\}. \end{aligned} \quad (31)$$

Перейдем теперь к уравнению (12). Введя в это уравнение выражение (22) для n_2 и обозначив

$$\varepsilon_{24} = \frac{\rho_{24} B_{24}}{\sum_{h=3}^{\infty} \rho_{2h} B_{2h} + C_{2f}}, \quad (32)$$

получим

$$\begin{aligned} n_1 n_e C_{14} + n_e n_+ C_{f4} + \varepsilon_{24} n_e n_1 C_{12} + \varepsilon_{24} n_e n_+ C_{f2} + \varepsilon_{24} \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} + \\ + n_3 \rho_{34} B_{34} = n_4 (A_{42} + A_{43} + \sum_{k=5}^{\infty} \rho_{4k} B_{4k} + C_{4f} - \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4}). \end{aligned} \quad (33)$$

Предпоследний член левой части написанного уравнения запишем так:

$$\varepsilon_{24} \sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} = n_3 A_{32} \varepsilon_{24}^0, \quad (34)$$

где

$$\varepsilon_{24}^0 = \varepsilon_{24} \left\{ 1 + \sum_{k=4}^{\infty} \frac{n_k A_{k2}}{n_3 A_{32}} \right\}. \quad (35)$$

Кроме того, введем следующую функцию, не зависящую от чисел $n_1, n_2, n_3, \dots$, а зависящую от их отношений

$$F_{14} = n_1 n_e C_{14} + n_e n_+ C_{f4} + \varepsilon_{24} n_e n_1 C_{12} + \varepsilon_{24} n_e n_+ C_{f2}. \quad (36)$$

В связи с (35) и (36) уравнение (33) примет вид

$$F_{14} + n_3 (A_{32} \varepsilon_{24}^0 + \rho_{34} B_{34}) = n_4 \left(A_{42} + A_{43} + \sum_{k=5}^{\infty} \rho_{4k} B_{4k} + C_{4f} - \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4} \right). \quad (37)$$

Введем теперь в левую часть этого уравнения выражение для n_3 из (31):

$$F_{14} + \frac{A_{32} \varepsilon_{24}^0 + \rho_{34} B_{34}}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}} \{n_1 n_e c_{123} + n_e n_+ c_{f23} + n_4 (A_{43} + A_{42}) (1 + \gamma_5)\} = \\ = n_4 \left(A_{42} + A_{43} + \sum_{k=5}^{\infty} \rho_{4k} B_{4k} + C_{4f} - \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4} \right). \quad (38)$$

Обозначим множитель, стоящий перед фигурной скобкой уравнения (38), через $1 - \zeta_0$:

$$1 - \zeta_0 = \frac{A_{32} \varepsilon_{24}^0 + \rho_{34} B_{34}}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}}. \quad (39)$$

Введя (39) в (38) и проведя ряд выкладок, получим для n_4

$$n_4 = \frac{F_{14} + (1 - \zeta_0) \{n_1 n_e c_{123} + n_+ n_e c_{f23}\}}{\sum_{k=5}^{\infty} \rho_{4k} B_{4k} + C_{4f} - \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4} + (A_{43} + A_{42}) (\zeta_0 + \zeta_0 \gamma_5 - \gamma_5)} = \\ = \frac{F_{14} + (1 - \zeta_0) \{n_1 n_e c_{123} + n_+ n_e c_{f23}\}}{K}, \quad (40)$$

причем для знаменателя мы ввели упрощающее обозначение. Таким образом, мы получили выражение для n_4 , зависящее только от отношений между числами n_i .

Поделим теперь уравнение (31) на n_4

$$\frac{n_3}{n_4} = \frac{\frac{n_1 n_e c_{123} + n_e n_+ c_{f23}}{n_4} + (A_{43} + A_{42})(1 + \gamma_5)}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}}. \quad (41)$$

Вводя в правую часть этого выражения величину n_4 из (40), мы получаем ответ на поставленную задачу, ибо отношение $a_{\alpha, \beta}$ энергии, излученной одним см³ в линиях H_{α} и H_{β} , равно

$$a_{\alpha, \beta} = \frac{E_{H_{\alpha}}}{E_{H_{\beta}}} = \frac{n_3 A_{32} h\nu_{23}}{n_4 A_{42} h\nu_{24}}. \quad (42)$$

Займемся теперь *числовой* оценкой отношения $n_3 : n_4$. Для этого оценим сначала величину ζ_0 . Согласно (39), она равна

$$\zeta_0 = \frac{\sum_{k=5}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + A_{32} (\delta_{23}^0 - \varepsilon_{24}^0) + C_{3f}}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + \delta_{23}^0 A_{32} + C_{3f}} \quad (43)$$

Рассмотрим сначала разность $\delta_{23}^0 - \varepsilon_{24}^0$. Согласно (30) и (35), она равна

$$\begin{aligned} \delta_{23}^0 - \varepsilon_{24}^0 = \lambda_{4, \infty} [\delta_{23} - \varepsilon_{24}] = \lambda_{4, \infty} \left\{ \sum_{k=4}^{\infty} \frac{\rho_{2k} B_{2k}}{\rho_{23} B_{23}} + \right. \\ \left. + \frac{C_{2f}}{\rho_{23} B_{23}} - \frac{\rho_{24} B_{24}}{\sum_{k=3}^{\infty} \rho_{2k} B_{2k} + C_{2f}} \right\}, \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$\lambda_{4, \infty} = 1 + \sum_{k=4}^{\infty} \frac{n_k A_{k2}}{n_3 A_{32}}. \quad (45)$$

Знаменатель последнего члена фигурной скобки выражения (44), т. е. по существу знаменатель величины ε_{24} в (32), мы можем упростить. Действительно, пользуясь табл. 2 и 3, легко подсчитать, что в этом знаменателе мы можем с совершенно достаточной точностью оставить лишь один член, а именно: $\rho_{23} B_{23}$; сумма остальных членов составляет не более 0.1 от этого члена. В связи с этим (44) примет вид

$$\delta_{23}^0 - \varepsilon_{24}^0 = \lambda_{4, \infty} \frac{\sum_{k=5}^{\infty} \rho_{2k} B_{2k} + C_{2f}}{\rho_{23} B_{23}}. \quad (46)$$

Отсюда, а также используя (30), (24) и (45), мы можем вместо (43) написать

$$\zeta_0 = \frac{\sum_{k=5}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \lambda_{4,\infty} \cdot A_{32} \frac{\sum_{k=5}^{\infty} \rho_{2k} B_{2k} + C_{2f}}{\rho_{23} B_{23}}}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \lambda_{4,\infty} \cdot A_{32} \frac{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{2k} B_{2k} + C_{2f}}{\rho_{23} B_{23}}} \quad (47)$$

В этом выражении все величины, кроме $\lambda_{4,\infty}$, могут быть оценены при помощи табл. 2 и 3. Что же касается величины $\lambda_{4,\infty}$, то здесь мы можем сделать следующее замечание. По существу весь наш метод рассмотрения вопроса о бальмеровском декременте — метод последовательных приближений. Поэтому для получения отношения $n_3:n_4$ мы можем поступать так, как это обычно делается в методе последовательных приближений, а именно: мы можем принять для поправочного* множителя $\lambda_{4,\infty}$ некоторую наиболее правдоподобную величину и с нею получить отношение $n_3:n_4$. После этого следует оценить ошибку, сделанную при введении предварительной величины для $\lambda_{4,\infty}$, и вновь определить уже *более точное* отношение $n_3:n_4$. При этом, имея в виду требования сходимости решения, необходимо принять для предварительной величины $\lambda_{4,\infty}$ значение, не сильно отличающееся от действительного значения. Как будет видно из дальнейшего, в качестве такой предварительной оценки можно принять $\lambda_{4,\infty} = 1$. В самом деле, в качестве *минимального* декремента** бальмеровской серии мы можем принять декремент, соответствующий случаю одних только рекомбинаций и притом *без* наличия (!) поля излучения (все $\rho_{ik} \equiv 0$). Все это, как известно, осуществляется для *планетарных туманностей*. Для этого случая мы подсчитали $\lambda_{4,\infty}$ по табл. 1 соответствующей работы Силлиэ [15]. Оказалось, что для электронных температур, заключенных между 5000 и 10000°, этот множитель один и тот же и равен примерно 1.5. В то же время физический анализ соответствующих процессов показывает, что наличие солнечного поля излучения *резко* повышает отношение $n_3:n_4:n_5$. К повышению этого отношения ведет и учет *возбуждающих* столкновений. Действительно, мы увидим далее, что *независимо* от того, примем ли мы $\lambda_{4,\infty} = 1$ или же $\lambda_{4,\infty} = 1.5$, окончательная величина $\lambda_{4,\infty}$ будет весьма близка к единице.

Имея в виду только что сказанное, мы подсчитаем ζ_0 для двух случаев: $\lambda_{4,\infty} = 1$ и $\lambda_{4,\infty} = 1.5$, хотя действительный интерес будет представлять решение с $\lambda_{4,\infty} = 1$. При этом выполним подсчеты для четырех различных значений плотности излучения ρ_{23} . Результаты подсчетов приведены в табл. 4. Из этой таблицы видно, что, во-первых, изменение ζ_0 с изменением ρ_{23} вообще невелико. Увеличение ρ_{23} более чем в три раза ведет к понижению ζ_0 всего на 0.05; во-вторых, в пределах всего практически возможного диапазона величин $\lambda_{4,\infty}$ колебания

* Мы позже увидим, что на этот множитель мы действительно можем смотреть как на поправочный множитель.

** Это дает максимальное значение для $\lambda_{4,\infty}$.

Таблица 4

r_{ν_0}	W	$\rho_{23} B_{23}$	ζ_0	
			$\lambda_4, \infty = 1$	$\lambda_4, \infty = 1,5$
0.25	$1/2$	3.0×10^5	0.41	0.43
0.25	1	6.0×10^5	0.38	0.40
0.40	$1/2$	4.8×10^5	0.39	0.41
0.40	1	9.6×10^5	0.36	0.38

ζ_0 крайне малы, составляя всего 0.02! Вообще, из табл. 4 следует, что для различных предварительных оценок можно принять $\zeta_0 \approx 0.4$.

Для того чтобы пойти дальше в вычислении $n_3 : n_4$ по формуле (41), необходимо знать *состояние ионизации* во флоккулах и вообще величины n_1, n_e, n_+ . Однако этого мы пока совершенно не знаем. Поэтому мы пойдем другим путем, а именно: вначале будет рассмотрен случай, когда излучение во флоккулах обусловлено только возбуждающими столкновениями. После этого будет рассмотрен случай, когда источником флоккульного свечения являются только рекомбинации. Мы увидим, что в обоих случаях величина $\alpha_{\alpha, \beta}$ весьма большая. Следовательно, большой она должна быть и тогда, когда действуют оба фактора *совместно*.

Рассмотрим теперь первый случай. В этом случае числитель формулы (40) будет иметь вид

$$n_1 n_e \{C_{14} + \varepsilon_{14} C_{12}\} + n_1 n_e (1 - \zeta_0) \{C_{12} + C_{13} - \delta_{23} C_{12}\}. \quad (48)$$

Мы покажем, что в рассматриваемом нами случае первым членом написанного выражения можно пренебречь по сравнению со вторым.

Для оценки величин C_{1k} мы можем воспользоваться хорошо известной формулой

$$C_{1k} = \bar{q}_{1k} \left(\frac{8kT_{\text{kin}}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_{1k}}{kT_{\text{kin}}} \right)^{-\frac{\varepsilon_{1k}}{kT_{\text{kin}}}}, \quad (49)$$

или

$$C_{1k} = \bar{q}_{1k} F_{1k}, \quad (50)$$

где

$$F_{1k} = \left(\frac{8kT_{\text{kin}}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_{1k}}{kT_{\text{kin}}} \right)^{-\frac{\varepsilon_{1k}}{kT_{\text{kin}}}}, \quad (51)$$

где $\bar{q}_{1k}$ — среднее эффективное сечение возбуждающего столкновения $1 \rightarrow k$;

ε_{1k} — потенциал возбуждения для k -го уровня;

T_{kin} — кинетическая энергия электронов.

Величины F_{1k} , вычисленные нами для различных значений T_{kin} , приведены в табл. 5. Что касается величин $\bar{q}_{1k}$, то мы их можем взять из работы Соболева [16]. Имеются основания считать, что по своей величине они существенно занижены; однако их отношения, что нас сейчас интересует, повидимому, не содержат большой ошибки. Если принять $\bar{q}_{12} = 1.0$, то, согласно вышеуказанным данным, $\bar{q}_{13} = 0.2$ и $\bar{q}_{14} = 0.1$.

Таблица 5

T_{kin}	$\log F_{12}$	$\log F_{13}$	$\log F_{14}$
5000°	2.76	4.97	4.32
7500°	2.11	0.93	0.51
10000°	3.76	2.90	2.59
15000°	5.40	4.85	4.65
20000°	6.21	5.81	5.66

Далее, по формуле (32) и на основании табл. 2 и 3 легко найти, что максимальное значение ε_{24} равно 0.07, в то время как максимальное значение δ_{23} равно 0.15 (см. выше). Используя эти данные и принимая $\zeta_0 \approx 0.4$, легко убедиться в правильности сделанного нами выше утверждения. Так, для $T_{\text{kin}} = 10000^\circ$ отношение первого члена ко второму равно 0.14. При более низких T_{kin} оно еще меньше. Для T_{kin} , больших 10000°, оно относительно медленно растет с T_{kin} и при $T_{\text{kin}} = 20000^\circ$ оно равно 0.17. Однако, учитывая, что флоккулы располагаются преимущественно в более нижних слоях хромосферы, мы не можем ожидать T_{kin} внутри них значительно более высокую, чем указанное число 10000°. Наконец, нас вообще интересует порядок величин для $n_3:n_4$. Имея это в виду, мы в числителе правой части (40) отбросим первый член, т. е. F_{14} .

Далее, для упрощения записи мы в знаменателе (40) введем новые обозначения, а именно: используя γ_5 из (28), представим этот знаменатель в виде разности $\eta - \beta$, где

$$\eta = \sum_{k=5}^{\infty} \rho_{4k} B_{4k} + C_{4f} + (A_{43} + A_{42}) \zeta_0 \quad (52)$$

и

$$\beta = \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} \{A_{k4} + (1 - \zeta_0)(A_{k3} + A_{k2})\}, \quad (53)$$

так что

$$K = \eta - \beta. \quad (54)$$

В связи со сказанным мы получим вместо (40)

$$n_4 = \frac{(1 - \zeta_0) n_1 u_e c_{123}}{\eta - \beta}. \quad (55)$$

Вводя это выражение для n_4 в (41), получим для $n_3:n_4$:

$$\frac{n_3}{n_4} = \frac{\frac{\eta - \beta}{1 - \zeta_0} + (A_{43} + A_{42})(1 + \gamma_5)}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}}. \quad (56)$$

Далее, используя (53) и (28), легко найти, что

$$-\frac{\beta}{1 - \zeta_0} + (A_{43} + A_{42})\gamma_5 = -\frac{1}{1 - \zeta_0} \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4}. \quad (57)$$

В связи с этим (56) примет вид

$$\frac{n_3}{n_4} = \frac{A_{42} + A_{43} + \frac{\eta}{1-\zeta_0} - \frac{1}{1-\zeta_0} \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4}}{\sum_{k=4}^{\infty} \rho_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}} \quad (58)$$

По этой формуле мы и подсчитаем отношение $n_3 : n_4$. Займемся сначала числителем этого выражения. Примем для оценки $\zeta_0 = 0.4$, что, как мы видели, дает вполне достаточную точность. Учитывая, что $A_{42} + A_{43} = 1.73 \times 10^7$, можно при помощи табл. 2 и 3 подсчитать, что сумма первых трех членов в числителе (58) равна примерно 3.6×10^7 . Оценим последний член. Принимая в качестве *крайнего случая* (как и при оценке ζ_0), что распределение атомов по состояниям такое же, как при чисто рекомбинационном свечении (в отсутствии возбуждающего поля излучения), можно найти, пользуясь данными Силлиэ [15], что указанный член (при $\zeta_0 = 0.4$) примерно равен 1.3×10^7 . В действительности же он должен быть гораздо меньше, особенно в рассматриваемом нами сейчас случае *ударного возбуждения* водородных атомов. Таким образом, в качестве *минимального* значения для числителя (58) мы примем число 2.3×10^7 ; знаменатель (58) — такой, как и в выражениях (43) или (47) для ζ_0 .

Приняв на момент $\lambda_{4,\infty} = 1$, получим для отношения $n_3 : n_4$ числа, стоящие в табл. 6. В пятой колонке этой таблицы стоят значения $a_{\alpha, \beta}$ вычисленные по формуле (42).

Таблица 6

r_{γ_0}	W	$n_3 : n_4$		$E_{H\alpha} : E_{H\beta}$	
		столкнове- ния	рекомбина- ции	столкнове- ния	рекомбина- ции
0.25	$\frac{1}{2}$	2.4	2.2	9.2	8.4
0.25	1	3.6	3.3	14.0	12.8
0.40	$\frac{1}{2}$	3.2	2.9	12.4	11.3
0.40	1	4.5	4.1	17.4	15.9

Из этой таблицы мы усматриваем значительно больший декремент бальмеровской серии, чем в случае чисто рекомбинационного свечения (планетарные туманности). В частности, в этом последнем случае $n_3 : n_4$ равно примерно 0.7. Из табл. 6 следует далее, что уже первый член суммы выражения (45) для $\lambda_{4,\infty}$ заключен (при возможном изменении $\rho_{23} B_{23}$) между 0.04 и 0.08. Это полностью оправдывает наше утверждение, что с вполне достаточной точностью мы можем принять $\lambda_{4,\infty} = 1$. Такой же результат получился бы и в том случае, если бы мы при подсчете $n_3 : n_4$ по формуле (58) приняли для $\lambda_{4,\infty}$ в качестве *предварительной* оценки максимальное значение, равное 1.5. Все равно отношение $n_4 A_{42} : n_3 A_{32}$ получилось бы весьма малым, что также оправдывает примененный нами метод последовательных приближений. То же

самое мы можем сказать и о последнем члене числителя (58). Ясно, что он будет существенно меньше, чем мы приняли. Следовательно, величины для отношения $n_3:n_4$, стоящие в табл. 6, действительно являются минимальными величинами, что, собственно, нас и интересует в данной работе. Однако все равно, и эти явно заниженные величины $n_3:n_4$ приводят к декременту $a_{\alpha, \beta}$, значительно большему, чем это имеет место для чисто рекомбинационного свечения в отсутствии внешнего поля излучения (планетарные туманности).

Рассмотрим теперь случай чисто *рекомбинационного свечения* с отсутствием процессов ударного возбуждения, но, конечно, с учетом солнечного поля излучения. В этом случае выражение (40) для n_4 примет вид

$$n_4 = \frac{n_+ n_e (C_{f4} + \varepsilon_{24} C_{f2}) + (1 - \zeta_0) n_+ n_e c_{f23}}{\eta - \beta}. \quad (59)$$

Вводя это выражение в (41), получим

$$\frac{n_3}{n_4} = \frac{\frac{c_{f23} (\eta - \beta)}{(C_{f4} + \varepsilon_{24} C_{f2}) + (1 - \zeta_0) c_{f23}} + (A_{43} + A_{42}) (1 + \gamma_5)}{\sum_{k=4}^{\infty} \varphi_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}}. \quad (60)$$

Обозначая для краткости

$$\mu = \frac{c_{f23}}{C_{f4} + \varepsilon_{24} C_{f2} + (1 - \zeta_0) c_{f23}} \quad (61)$$

и используя выражение (28) для γ_5 , а также (53) для β , получим вместо (60)

$$\frac{n_3}{n_4} = \frac{\{\mu \eta + A_{43} + A_{42}\} + \left\{ [1 - \mu (1 - \zeta_0)] \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} (A_{k3} + A_{k2}) - \mu \sum_{k=5}^{\infty} \frac{n_k}{n_4} A_{k4} \right\}}{\sum_{k=4}^{\infty} \varphi_{3k} B_{3k} + C_{3f} + \delta_{23}^0 A_{32}}. \quad (62)$$

Приняв для оценки, как и выше, $\zeta_0 = 0.4$; $\varepsilon_{24} = 0.07$ и $\delta_{23} = 0.15$, легко подсчитать, пользуясь данными Силлиэ, что при T_{kin} , меняющейся от 5000 до 20000°, величина μ меняется от 1.09 до 1.13, т. е. ничтожно мало, так что для нее можно принять $\mu = 1.1$. Пользуясь теми же табл. 2 и 3 для оценки величины η , находим, что первая фигурная скобка числителя (62) равна 2.9×10^7 .

Далее, первый член второй фигурной скобки числителя положителен. Поэтому, поскольку нас интересует *минимальное* значение для $n_3:n_4$, мы этот член вначале отбросим. Предварительную его оценку произведем несколько позже. Что касается второго члена указанной скобки, то для соответствующей суммы мы вновь можем использовать то же *максимальное* значение, которое было принято в вычислении $n_3:n_4$ по формуле (58)*.

* Т. е. рекомбинационные процессы без поля излучения.

В результате *минимальное* значение числителя в (62) оказывается равным 2.1×10^7 . Полагая, по уже обсужденным причинам, $\lambda_{4,\infty} = 1$, находим $n_3:n_4$ и $a_{\alpha,\beta}$, проставленные в четвертом и шестом столбцах табл. 6. Мы видим, что соответствующие (минимальные) числа для ударного возбуждения и рекомбинаций мало отличаются друг от друга.

Обсудим, дополнительно, вопрос о минимальной величине первого члена второй фигурной скобки числителя (62). При этом мы не можем пользоваться, как выше, отношениями $n_5:n_4$, $n_6:n_4$ и т. д. для чисто рекомбинационных процессов без учета поля излучения, ибо этот случай дает для указанных отношений *максимальные* величины. Поэтому мы должны рассуждать несколько иначе. В связи с этим напомним, что в случае чисто рекомбинационных процессов с $\rho_{ik} = 0$ все отношения $n_k:n_4$ *больше единицы*. Так, согласно данным Силлиэ [15], фактически независимо от T_{kin} , мы имеем $n_5:n_4 \approx 1.5$, а $n_{10}:n_4 \approx 5.6$! Поэтому, приняв, что для всех k $n_k \equiv n_4$, получим, повидимому, достаточно правдоподобную оценку *минимального* значения вышеуказанного члена. Таким путем получим для последнего 2.8×10^6 . Это повысит величины $n_3:n_4$ и $a_{\alpha,\beta}$ табл. 6 всего на 15%, что для наших ориентировочных подсчетов совершенно несущественно. Вообще же следует еще раз подчеркнуть, что значения $n_3:n_4$ и $E_{H\alpha}:E_{H\beta}$, стоящие в табл. 6, являются уже *минимальными* значениями, и их увеличение лишь повысит декремент!

Данные табл. 5 находятся в *общем качественном согласии с результатами наблюдений*, также указывая на возможность *большого* бальмеровского декремента в излучении флоккулов. Однако количественное сравнение затрудняется тем, что мы не знаем *самопоглощения* в линиях H_α и H_β спектра флоккулов. С другой стороны, для вычисления самопоглощения необходимо определить отношения $n_2:n_3$ или $n_2:n_4$, ибо поглощение связано с переходами со *второго* уровня. Это мы можем сделать как раз на основании изложенных выше общих соображений, причем качественное согласие между рассмотренной теорией и наблюдениями дает основание считать, что найденное таким путем отношение $n_2:n_3$ достаточно надежно. Данный вопрос автор предлагает обсудить в одной из ближайших работ.

Второй вопрос, связанный с бальмеровским декрементом,—это решение уравнений равновесия с *непосредственным* учетом высших уровней. Для этого к уравнениям (10)—(12) следует добавить еще несколько уравнений*, что является гораздо более сложной задачей, ибо в данном случае в указанные уравнения придется ввести *сами* концентрации n_1 , n_2 , n_+ , а этих концентраций мы пока не знаем. В частности, данная трудность и была одной из главных причин того, почему мы ограничились анализом только трех уравнений (10)—(12) и получением только минимальных значений для отношения $n_3:n_4$.

В заключение настоящей работы дадим краткое физическое истолкование наличия во флоккулах большого декремента бальмеровской серии,

* Решение бесконечной системы уравнений практически невозможно.

значительно большего, чем декремент этой же серии в планетарных туманностях, где $E_{H\alpha} : E_{H\beta}$ примерно равно 2.5.

Основная причина указанного различия состоит в том, что во флоккулах, в отличие от планетарных туманностей, весьма большую роль играет *солнечное возбуждающее излучение*, характеризуемое плотностями ρ_{ik} . Обсудим эту роль подробнее. Для этого рассмотрим судьбу электронов, попадающих на *второй* уровень водородного атома, т. е. электронов, обуславливающих флоккулярное излучение в *бальмеровской серии*. В планетарных туманностях такие электроны уже не ведут из-за $\rho_{2k} \approx 0$ к повторному излучению бальмеровских квант (см. [8], стр. 150—152). Во флоккулах же, как мы сейчас увидим, дело обстоит совершенно иначе. В самом деле, электрон, попавший на второй уровень атома, имеет две возможности: 1) под действием излучения плотности ρ_{2k} он может подняться на какой-либо вышележащий дискретный * уровень с $k \geq 3$; 2) он может опуститься на основной уровень с $k = 1$.

Рассмотрим сначала первую возможность. Из табл. 3 следует, что *наивероятнейшим* будет переход $2 \rightarrow 3$ с $k = 3$. Переходами $2 \rightarrow 4$, $2 \rightarrow 5$ и т. д. мы можем практически пренебречь. Попад на третий уровень, электрон опустится *вниз* или вновь на второй уровень, излучив при этом квант H_{α} , или же на первый уровень. Переходами его вверх мы можем в данном случае пренебрегать, ибо $\rho_{3h}, \rho_{3f} \ll A_{32}, A_{31}$. Попад с третьего уровня на первый и излучив при этом квант L_{β} , электрон из-за огромной оптической толщи флоккула в лаймановской серии (см. выше) вновь окажется на третьем уровне. В результате многократного повторения переходов такого рода электрон в конце концов попадает на второй уровень, и будет излучен H_{α} -квант.

Рассмотрим теперь вторую возможность, а именно переход электрона со второго уровня на первый. Здесь опять-таки, из-за огромной оптической толщи флоккула в линии L_{α} , электрон моментально окажется вновь на *втором* уровне. В результате повторения переходов такого рода электрон неизбежно окажется на *третьем* уровне, ибо со второго уровня он может переходить не только вниз, на первый уровень, но и вверх. Попадание же электрона на третий уровень ведет (как это было только что показано) к излучению H_{α} -кванта.

Таким образом, мы видим, что сами процессы излучения бальмеровских квант (т. е. переходы электрона на второй уровень) ведут с неизбежностью к *повторному* излучению бальмеровских квант и, что самое главное, преимущественно квант в линии H_{α} ! При этом процессы такого рода должны многократно повторяться, ибо излучение каждого кванта H_{α} вновь ведет к излучению такого же кванта, и т. д. Все это ведет к увеличению отношения $E_{H\alpha} : E_{H\beta}$, что и следует из наблюдений и теории.

Далее представляется очевидным, что *основным* фактором, определяющим большой декремент $a_{\alpha, \beta}$, является *малость* величин $\rho_{24}, \rho_{25} \dots$ по

* Как следует из сравнения величин $\rho_{2k} B_{2k}$ (табл. 3) и C_{2f} (табл. 2), фотоионизацией со второго уровня мы можем пренебречь.

сравнению с величиной ρ_{23} . В то же время из табл. 3 следует, что *такое же* взаимоотношение имеет место не только для второго уровня, но и для третьего, четвертого и т. д. Иначе говоря, ρ_{31} значительно больше, чем ρ_{35} , ρ_{36} и т. д.; ρ_{45} значительно больше, чем ρ_{46} , ρ_{47} и т. д. В связи с этим рассуждения такого рода, как только что приведенные для $n = 3$ и $n = 4$, показывают, что отношения $n_5:n_4$, $n_6:n_5$ и т. д. должны быть из-за наличия солнечного поля излучения меньше, чем это было бы в его отсутствии. Все это указывает, что найденные нами в табл. 6 *минимальные* величины $n_3:n_4$ и $a_{\alpha, \beta}$ являются, возможно, близкими к действительным. Кроме того, изложенные только что соображения служат дополнительным обоснованием наших теоретических подсчетов.

Следует указать, что на полученные теоретические результаты (большой бальмеровский декремент) учет высших уровней сказывается очень мало. Мы могли бы для получения отношения $n_3:n_4$ использовать только атомы, находящиеся на втором, третьем и четвертом уровнях. В этом случае отношение $n_3:n_4$ получается в *конечном виде*, и если использовать величины ρ_{23} , ρ_{24} , ρ_{34} табл. 3, то все равно это отношение оказывается порядка трех. Для этого же случая чисто рекомбинационная теория без учета поля излучения дает отношение $n_3:n_4$ порядка 0.7. Таким образом, мы опять получаем практически те же результаты, что и с учетом высших уровней.

В рассмотренном нами механизме свечения флоккулов источником излучения энергии в линиях являлись процессы рекомбинаций и столкновений, увеличивающие населенность второго, третьего и т. д. уровней. Компенсация этих переходов осуществлялась процессами фотоионизации с указанных уровней.

Таким образом, основным в рассматриваемом механизме является аномально высокая концентрация атомов водорода во втором состоянии (и в меньшей степени в других возбужденных состояниях).

Следующей задачей является выяснение роли первого уровня в общем балансе энергии. Для этого следует специально обсудить справедливость сделанного нами предположения о выполнении равенств $n_i \rho_{1i} B_{1i} = n_i A_{1i}$. Это автор предполагает обсудить в одной из ближайших работ.

Литература

1. А. Б. Северный и Г. А. Монин. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. VII, 113, 1951.
2. В. А. Крат. Успехи астрон. наук. 3, 87, 1947.
3. M. et L. D'Azambuja. Ann. Observ. de Paris, Section de Meudon, VI, fasc. VII. 1948 (см. снимки к 41 странице).
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. IV, 191, 1949.
5. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. V, 3, 1950.
6. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
7. P. ten Bruggencate, H. Gollnow, S. Günther u. W. Strohmeier, Zs. f. Ap. 26, 51, 1949.
8. В. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика. ГОНТИ, 1939.

9. Физические процессы в газовых туманностях (Сборник работ Мензела и др.). ИЛ, 1948.
10. R. Woolley. M. N. 94, 631, 1934.
11. Е. Хальбарт. Успехи физич. наук 34, 481, № 4, 1948.
12. M. Minnaert, G. Mulders a. J. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum, 1940.
13. Abbot a. Freeman, Smithsonian Misc. Collections 82, N 1, 1929.
14. D. Menzel a. C. Pekeris. M. N. 96, 77, 1936.
15. G. Cillie. M. N. 96, 771, 1936.
16. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.

ПРИРОДА ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА

И. С. Шкловский

Мощное инфракрасное излучение ночного неба в области $9000 \text{ \AA} < \lambda < 11\,000 \text{ \AA}$ отождествляется с вращательно-колебательным спектром молекулы гидроксила OH . Для указанного отождествления использованы молекулярные константы OH , согласно Шпонер. Молекулярные константы Герцберга не дают возможности провести отождествление, из чего делается вывод, что они менее точны. Предварительно были отождествлены разрешенные на вращательную структуру полосы OH в области $7000 \text{ \AA} < \lambda < 9000 \text{ \AA}$ по спектрограмме Мейнела. Обращается особое внимание на отсутствие какой-нибудь эмиссии в спектре ночного неба у $\lambda = 8200 - 8270 \text{ \AA}$, где должна быть вращательно-колебательная полоса OH (10—5). Это позволяет сделать основной вывод, что в высоких слоях земной атмосферы молекулы OH возбуждаются только до 9-го колебательного уровня.

Сравнение со спектрограммой ночного неба в области $9000 \text{ \AA} < \lambda < 11\,000 \text{ \AA}$, полученной впервые Красовским, позволяет однозначно отождествить практически все излучение в этой области с вращательно-колебательным спектром OH .

Настоящее отождествление было выполнено независимо от Мейнела другим способом. Проводится детальное сопоставление нашего отождествления и мейнеловского. Как правило, разница в волновых числах линий вращательной структуры, вычисленных нами и Мейнелом, наблюдается только в 5-м или в 4-м знаке.

Вычисляются вероятности переходов линий вращательной структуры вращательно-колебательного спектра OH , согласно квантово-механической формуле Шольца.

Обращает на себя внимание неожиданно малое уменьшение этих вероятностей при увеличении разности квантовых чисел между исходным и конечным колебательными уровнями. Это объясняется большой ангармоничностью молекулы OH . Теоретически вычисляются отношения интенсивностей полос, у которых исходный колебательный уровень общий. Вычисленные 9 отношений находятся в хорошем согласии с наблюдениями Красовского, Мейнела и Дюфея.

Из наблюдаемых интенсивностей различных полос при помощи вычисленных вероятностей переходов находится абсолютная концентрация молекул OH на разных колебательных уровнях. Эта концентрация оказывается весьма малой.

Рассчитан теоретический спектр OH для пока недоступной наблюдениям области $11\,500 \text{ \AA} < \lambda < 44\,500 \text{ \AA}$ и вычислены интенсивности всех полос. Оказывается, что ожидаемая интенсивность в этой части спектра в 1500—2000 раз превышает интенсивность известной зеленой линии свечения ночного неба.

Отсутствие следов эмиссии у $\lambda = 8200 - 8270$ однозначно определяет механизм возбуждения OH в земной атмосфере: $\text{H} + \text{O}_3 = \text{OH}' + \text{O}_2$. В сочетании с наблюдаемой сравнительно низкой вращательной температурой полос OH эта реакция указывает, что высота свечения должна быть во всяком случае ниже 100 км.

Проводится анализ наблюдаемых относительных населенностей различных колебательных уровней. Повидимому, к возбуждению колебательных уровней ОН ведет реакция $\text{H} + \text{O}_3 = \text{OH}' + \text{O}'_2$, т. е. оба продукта реакции возбуждены. Вычисляется концентрация атомов водорода на уровне свечения атмосферного ОН. Она составляет около 10^{-5} общей концентрации молекул воздуха на уровне свечения ОН.

§ 1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Сравнительно недавно было открыто мощное инфракрасное излучение ночного неба, по своей интенсивности примерно на два порядка превышающее известную зеленую линию $\lambda 5577$, до этого времени считавшейся самой интенсивной составляющей свечения ночного неба [1]. Естественно, что сразу же возникла проблема отождествления этого излучения. Первое время конкурировали две гипотезы о природе инфракрасного излучения ночного неба. Во-первых, некоторые авторы считали, что здесь мы имеем дело с излучением линии атомарного азота (дублет ${}^2P-{}^2D$, $\lambda\lambda 10398-10407 \text{ \AA}$). Такую точку зрения отстаивал, например, Хвостиков [2]. Отождествление вновь открытого мощного излучения с запрещенными переходами азота имело бы большое геофизическое значение, так как оно доказывало бы, что азот в верхних слоях земной атмосферы в значительной степени диссоциирован. Однако Стеббинс, Уитфорд и Свингс [3] убедительно показали, что инфракрасное излучение не может быть обусловлено атомарным азотом. В самом деле, уровень 2P является общим для излучения двух линий (точнее говоря, дублетов): $\lambda 3466$ (переход ${}^2P-{}^4S$) и $\lambda 10400$ (переход ${}^2P-{}^2D$). Согласно вычислениям Пастернака [4], вероятности переходов для этих линий суть: 0.0094 и 0.46 сек $^{-1}$. Отсюда следует, что отношение интенсивностей инфракрасной и ультрафиолетовой линий азота

$$\frac{J_{\lambda 10400}}{J_{\lambda 3466}} = \frac{3466}{10400} \cdot \frac{0.46}{0.0094} \approx 16.$$

До сих пор ультрафиолетовая линия $\lambda 3466$ в излучении ночного неба не обнаружена. Это означает, что если она и присутствует в излучении ночного неба, то находится на грани видимости. Тем самым дается оценка верхней границы интенсивности инфракрасной линии азота $\lambda 10400$. Оказывается, что последняя должна быть слабее зеленой линии $\lambda 5577$, следовательно, ни в какой мере она не может быть ответственна за инфракрасное излучение, превосходящее по своей интенсивности зеленую линию в сотню раз. Мы не можем согласиться с мнением Хвостикова, который ставит под сомнение правильность вышеизложенных аргументов, показывающих несостоятельность «атомно-азотной» гипотезы [1]. Эти аргументы опираются, во-первых, на вычисленные вероятности переходов для запрещенных линий и, во-вторых, на наблюдаемый факт огромной интенсивности инфракрасного излучения относительно зеленой линии. Надежность вычисленных вероятностей переходов доказывается всей совокупностью данных о физике газовых туманностей и солнечной короны.

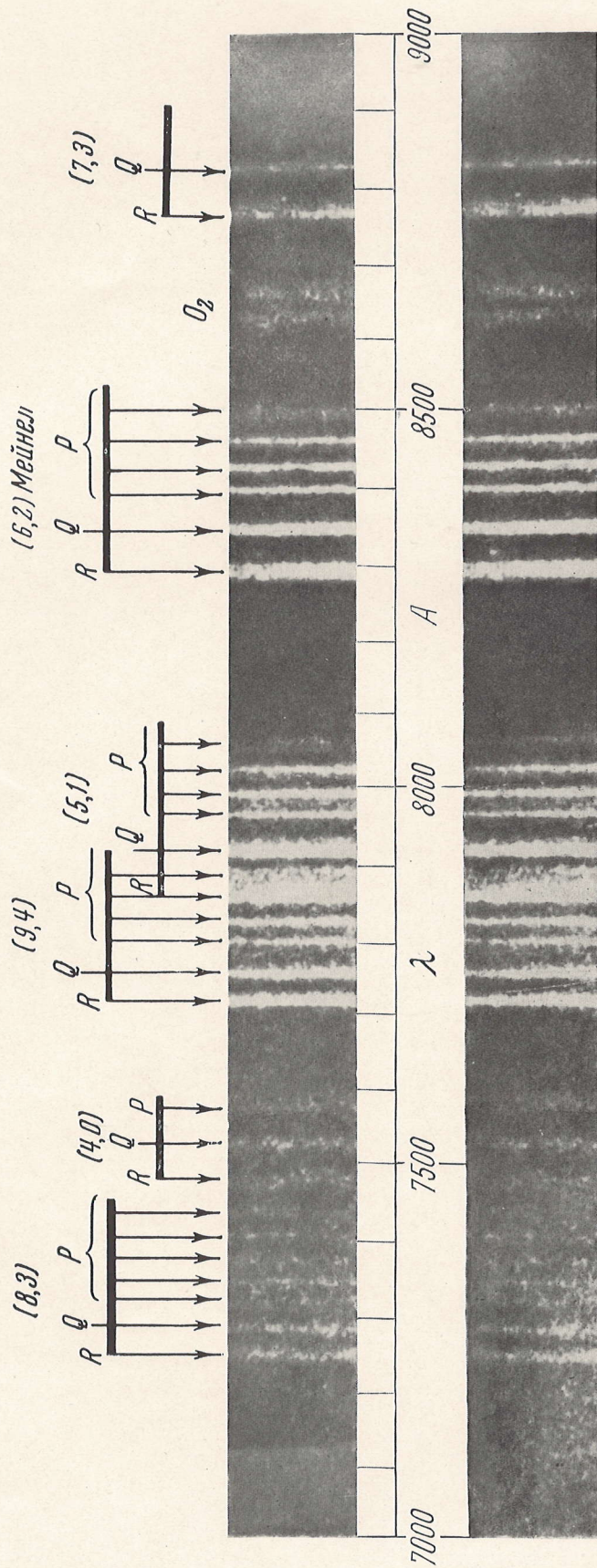
где наблюдаются «запрещенные» линии, вероятности переходов для которых вычисляются таким же способом, как и в случае азотных линий. Большая же величина интенсивности инфракрасного излучения ночного неба доказана различными независимыми наблюдениями — см., например, работу Родионова[5].

Стеббинс, Уитфорд и Свинге предложили другую гипотезу о природе инфракрасного излучения ночного неба. Они связывают это излучение с переходом $(0-0)$ первой положительной системы молекулы азота. Основанием для такого отождествления послужила в первую очередь близость длины волны инфракрасного излучения, найденной этими авторами электрофотометрическим методом при помощи фильтров ($\lambda = 10440 \pm 20 \text{ \AA}$), с длиной волны, соответствующей вышеуказанному переходу первой положительной системы N_2 . Однако при этом возникает трудность, связанная с отсутствием интенсивной эмиссии ночного неба в более коротковолновой части спектра, соответствующей переходам с более высоких колебательных уровней состояния $B^3\Pi$ молекулы N_2 . Стеббинс, Уитфорд и Свинге, чтобы обойти эту трудность, вводят некоторый механизм, который обеспечивает селективное возбуждение нулевого колебательного уровня электронного состояния $B^3\Pi$ молекулы азота. Так как, согласно Герцбергу, энергия диссоциации $N_2 = 7.38 \text{ е. в.}$, а энергия нулевого колебательного уровня состояния $B^3\Pi$ равна 7.3 е. в. , то при тройных столкновениях $N_1 + N_1 + N_2 \rightarrow N_2 + N_2'$ будет иметь место резонансное возбуждение как раз нужного уровня, в то время как более высокие колебательные уровни возбуждаться не будут.

Однако, как отметил Хвостиков, этот селективный механизм возбуждения нулевого колебательного уровня состояния $B^3\Pi$ молекулы азота целиком основывается на принятом значении энергии диссоциации N_2 . Между тем, согласно Гейдону, энергия диссоциации молекулы азота гораздо больше, а именно 9.76 е. в. В настоящее время нельзя решить, какое из двух значений энергии диссоциации N_2 — герцберговское или гейдоновское — является правильным.

Несостоятельность рассматривавшегося выше отождествления полностью доказывают выдающиеся экспериментальные исследования Красовского [6]. Последний, используя принципиально новую методику (электронно-оптический преобразователь), впервые получил спектр ночного неба в области $9000 < \lambda < 11\,000 \text{ \AA}$. Хотя дисперсия и разрешающая способность спектрографа Красовского незначительны, не подлежит никакому сомнению основной результат: в указанной области спектра ночного неба имеется ряд полос и блендов, в то время как американские исследователи указывали только на эмиссию у $\lambda 10\,440 \text{ \AA}$. Согласно спектрограммам Красовского, около $10\,440 \text{ \AA}$ вообще не существует никакого локального максимума излучения. Тем самым полностью отвергается попытка отождествления инфракрасного излучения ночного неба с первой положительной системой N_2 .

Выдающееся открытие Красовского заново поставило вопрос об отождествлении мощного инфракрасного излучения ночного неба.



Фиг. 1. Отождествление излучения ночного неба в области $7000 \text{ \AA} < \lambda < 9000 \text{ \AA}$ с вращательно-колебательным спектром молекулы OH

§ 2. ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА С ВРАЩАТЕЛЬНО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ ПОЛОСАМИ МОЛЕКУЛ ГИДРОКСИЛА ОН

В своем кратком предварительном сообщении Мейнел [7] опубликовал репродукцию спектрограммы свечения ночного неба в области $7000 < \lambda < 8900 \text{ \AA}$. Эта спектрограмма (дисперсия $247 \text{ \AA/мм}$, что является, пожалуй, рекордом для спектрограмм ночного неба, получаемых при помощи весьма светосильных короткофокусных спектрографов) показывает ряд полос излучения, частично разрешенных на линии вращательной структуры, частично на ветви. Не приходится сомневаться, что наблюдаются линии вращательной структуры, а не атомные линии, что следует из характерных конфигураций этих линий, повторяющихся в различных полосах (фиг. 1). То обстоятельство, что линии вращательной структуры так широко расставлены, с несомненностью доказывает, что излучающие молекулы должны быть гидридами. В этом сообщении Мейнел указывает, что полоса у $\lambda 8347 \text{ \AA}$ отождествлена им с вращательно-колебательной полосой гидроксила ОН (6—2). Однако никаких деталей отождествления или указаний на метод отождествления Мейнел в этом сообщении не приводит. Многочисленные другие полосы Мейнел не отождествляет, отмечая только их «гидридное происхождение». В другой более поздней заметке Мейнел [8] отождествляет слабые полосы в красной и оранжевой частях спектра — 6560, 6502, 6464, 6258, 6172 и $5890 \text{ \AA}$ с некоторыми ветвями вращательно-колебательного спектра ОН.

Ознакомившись с указанными краткими сообщениями Мейнела мы, естественно, пришли к идее о возможности отождествления мощного инфракрасного излучения, спектр которого получил Красовский с вращательно-колебательным спектром гидроксила. Предварительно, однако, надо было попытаться отождествить большое число полос на спектрограмме Мейнела, которые, как уже указывалось, Мейнелом в цитированных работах не отождествлялись.

Совершенно ясно, что если отождествление полосы $\lambda 8347 \text{ \AA}$ с вращательно-колебательным спектром ОН правильно, то в инфракрасной части спектра ночного неба должны присутствовать и другие полосы вращательно-колебательного спектра ОН, в частности среди неотожествленных Мейнелом полос в области $7200 < \lambda < 8900 \text{ \AA}$. Так как полосы на спектрограмме Мейнела разрешены на вращательную структуру, то именно по ним можно было доказать или опровергнуть справедливость «гидроксильной» гипотезы о природе инфракрасного излучения ночного неба.

Отождествление по одной полосе [в нашем случае (6—2)] само по себе никоим образом не является убедительным.

Прежде всего необходимо было построить теоретический колебательный спектр молекулы гидроксила. Волновые числа колебательных уровней двухатомной молекулы, как известно, определяются соотношением

$$\nu = \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots \quad (1)$$

Обычно два первых члена формулы (1) дают достаточно хороший результат. Мы сразу же столкнулись с тем обстоятельством, что для молекулы ОН существуют две системы молекулярных констант — старые и новые. Согласно сравнительно «старым» исследованиям (см., например, Шпонер [9]),

$$\omega_e = 3734.9 \text{ см}^{-1}; \quad \omega_e x_e = 82.6 \text{ см}^{-1}. \quad (2)$$

Согласно более новым данным (Герцберг [10], Гейдон [11]),

$$\omega_e = 3727.9 \text{ см}^{-1}; \quad \omega_e x_e = 78.2 \text{ см}^{-1}. \quad (3)$$

Сразу же заметим, что, согласно «новым» молекулярным константам, теоретический вращательно-колебательный спектр ОН ничего общего не имеет с полученным Мейнелом спектром ночного неба. В этом случае, например, никак нельзя отождествить полосу $\lambda 8347 \text{ Å}$, отождествленную Мейнелом, с переходом (6—2).

Это заставило нас выбрать более «старые» молекулярные константы Шпонер [2], на основании которых мы построили схему колебательных уровней основного электронного состояния гидроксила, которая приводится ниже.

Таблица 1

V	$\nu \text{ см}^{-1}$	V	$\nu \text{ см}^{-1}$
0	1847.7	5	18043.3
1	5416.4	6	20787.0
2	8821.0	7	23365.5
3	12060.3	8	25778.8
4	15134.4	9	28027.0

Волновые числа для колебательных уровней $V \geq 10$ мы не приводим по причинам, которые изложены ниже.

Определение вращательной структуры инфракрасного спектра ОН наталкивается на значительные трудности. Дело в том, что молекула гидроксила принадлежит к тому редкому классу двухатомных молекул, основное электронное состояние которых $^2\Pi$ (как правило, основное электронное состояние двухатомных молекул Σ). Это означает, в частности, что вместо обычно встречающихся двух ветвей P и R вращательно-колебательного спектра будут иметь место три ветви: P , Q и R . Положение ветви Q (являющейся совокупностью весьма близко расположенных линий вращательной структуры) будет близко к нулевым линиям соответствующих полос. Основной трудностью теоретического определения вращательной структуры инфракрасного спектра ОН является дублетность вращательных термов, причем величина дублетного расщепления у ОН сравнительно велика (опять-таки в резком отличии от других молекул гидридов). На фиг. 2 приводится схема вращательных уровней основного электронного состояния молекулы ОН. Мы, однако, будем рассчитывать вращательную структуру, не учитывая мультиплетности вращатель-

ных уровней, т. е. будем считать, что энергия какого-нибудь вращательного уровня определяется его квантовым числом K по формуле

$$E_r = c h B \cdot K \cdot (K + 1) - c h B \Lambda^2. \quad (4)$$

Формула (4) дает очень хорошее согласие с экспериментом, когда энергия взаимодействия спинowego и орбитального моментов двухатомной молекулы мала по сравнению с разностью вращательных термов (случай «b» классификации Гунда). Это безусловно будет справедливо для достаточно высоких вращательных уровней основного состояния ОН. Однако для самых низких вращательных уровней, где связь между моментами молекул ОН скорее соответствует случаю «a» классификации Гунда, следует учитывать дублетность. Далее имеем условие $K \geq \Lambda = 1$. Согласно формуле (4), для частоты какой-нибудь линии вращательной структуры какой-либо инфракрасной полосы ОН имеем выражение

$$\nu = \nu_0 + (B'_v + B''_v)m + (B'_v - B''_v)m^2 - (B'_v - B''_v), \quad (5)$$

где $m = 2, 3, 4 \dots$ (ветвь R);

$m = -2, -3, -4 \dots$ (ветвь P);

ν_0 — волновое число нулевой линии рассматриваемой полосы. Для ветви Q , как указывалось выше, волновое число будет близко к ν_0 .

Вращательная постоянная B_v определяется для каждого колебательного уровня формулой

$$B_v = B_e - \sigma_e(v + 1/2), \quad (6)$$

где, согласно Шпонер, $B_e = 19,025 \text{ см}^{-1}$; $\sigma_e = 0,724 \text{ см}^{-1}$. Отсюда будем иметь следующую табличку значений B_v (табл. 2). Обращает внимание

Таблица 2

V	B_v	V	B_v
0	18.663	5	15.140
1	17.938	6	14.416
2	17.214	7	13.692
3	16.490	8	12.968
4	15.765	9	12.244

большая величина постоянной σ_e для молекулы ОН, что приводит к значительным различиям между вращательными постоянными различных колебательных уровней.

Для первых вращательных линий формула (5) дает полусумму волновых чисел компонент дублета. Так как величина дублетного расщепления должна быть меньше расстояния между последующими вращательными линиями, то даваемые формулой (5) волновые числа должны

характеризовать вращательную структуру полосы. С увеличением квантового числа K величина дублетного расщепления должна уменьшаться, так как при этом осуществляется переход к типу « b » связи.

Приводим результаты вычислений волновых чисел линий вращательной структуры различных полос, полученные по формуле (5) (табл. 3).

В первом столбце табл. 3 приведены переходы между различными колебательными уровнями, дающими излучение в интересующей нас части спектра ($7000 < \lambda < 11\,000 \text{ \AA}$); во втором — волновые числа нулевых линий соответствующих полос. Далее приводятся волновые числа первых четырех линий ветвей R ($m > 0$) и P ($m < 0$). Волновые числа линий ветвей R довольно быстро сходятся к пределу. То обстоятельство, что вычисления велись только для первых четырех линий ветвей P , объясняется слабым развитием вращательной структуры в спектре ночного неба, что видно из спектрограммы Мейнела (см. фиг. 1). Как правило, наблюдается не больше четырех линий в ветви P . Как уже указывалось, волновые числа ветвей Q должны быть близки к соответствующим волновым числам нулевых линий ν_0 .

Теперь мы можем сопоставить вычисленный теоретически вращательно-колебательный спектр молекулы гидроксила наблюдаемому спектру ночного неба в области $7000 < \lambda < 9000 \text{ \AA}$, полученному Мейнелом. Необходимо подчеркнуть, что мы учитываем, все переходы между всеми колебательными уровнями молекулы OH ниже девятого колебательного уровня включительно, дающие излучение в интересующей нас части спектра.

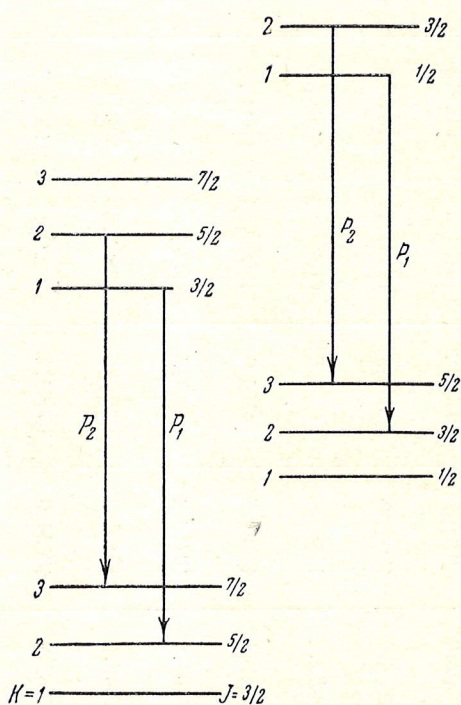
На фиг. 1 наглядно сопоставляются спектрограмма Мейнела и наши вычисления, сведенные в табл. 3. Полное совпадение наблюдаемого спектра ночного неба с вращательно-колебательным спектром гидроксила OH не оставляет никаких сомнений. Практически все излучение ночного неба в области $7200 < \lambda < 8900 \text{ \AA}$ (за исключением слабой эмиссии у $\lambda 8650 \text{ \AA}$, ранее отождествленной Мейнелом с некоторым переходом молекулярного кислорода) однозначно отождествляется с вращательно-колебательными полосами OH последовательно: полоса $(4-0)$ — $\lambda 7470-7600 \text{ \AA}$, полоса $(9-4)$ — $\lambda 7700-7830 \text{ \AA}$, $(5-1)$ — $\lambda 7650-8070 \text{ \AA}$, полоса $(6-2)$ — $\lambda 8280-8500 \text{ \AA}$ (эта полоса была отождествлена Мейнелом, см. выше). Затем у $\lambda 8770 \text{ \AA}$ начинается полоса $(7-3)$. На репродукции спектрограммы можно видеть только ветви ее R и Q . Далее чувствительность пластинки резко падает. Как видно из фиг. 1, совпадение линий вращательной структуры вполне однозначное.

Весьма важно то, что на спектрограмме Мейнела в области $8200-8270 \text{ \AA}$ нет никаких следов эмиссии. Это имеет принципиальное значение для всей проблемы отождествления. В области $\lambda 8200-8250 \text{ \AA}$ должна быть полоса OH $(10-5)$, что следует из вычислений, нами не приведенных. Отсутствие следов эмиссии в этой части спектра нельзя объяснить поглощением водяными парами. Хотя здесь и расположена полоса поглощения H_2O (полоса Z), но вряд ли поглощение превысит 10%, учитывая, что наблюдения велись в сухой местности

Таблица 3

(V'-V'')	γ_0	Ветвь R					Ветвь P				
		m=2	3	4	5		--2	--3	--4	--5	
3-0	10202.6	10266.3	10290.6	10310.2	10311.2		10125.8	10079.8	10029.9	9960.2	
4-0	13287.7	13347.8	13367.7	13386.8	13390.2		13210.1	13161.3	13121.6	13046.2	
4-1	9719.0	9779.6	9801.6	9819.6	9823.1		9644.8	9599.3	9554.1	9486.1	
5-1	12626.9	12684.7	12703.9	12717.4	12722.8		12552.3	12505.3	12452.5	12401.8	
5-2	9222.3	9280.7	9302.6	9320.5	9334.2		9151.5	9108.8	9062.1	9011.2	
6-2	11966.0	12020.8	12038.4	12051.8	12056.8		11891.4	11848.4	11794.8	11740.8	
7-3	11305.5	11356.8	11373.2	11383.8	11388.8		11236.0	11192.8	11142.8	11087.8	
8-3	13718.8	13768.0	13782.4	13793.7	13795.0		13653.2	13600.2	13564.1	13492.6	
8-4	10643.4	10692.8	10707.1	10716.2	10719.7		10578.0	10534.9	10486.6	10432.7	
9-4	12893.0	12939.4	12948.6	12952.2	12953.6		12827.4	12780.8	12728.2	12668.5	
9-5	9984.0	10030.1	10042.9	10054.9	10055.2		9920.5	9878.5	9835.7	9777.9	

(Ликская обсерватория). Заметим, что в условиях весьма большой влажности (Симеиз, лето) Красовский получил отчетливую полосу излучения у $\lambda 9700 \text{ \AA}$, хотя тут расположена гораздо более интенсивная полоса поглощения H_2O . Отсутствие эмиссии ночного неба в области $\lambda 8200\text{--}8270 \text{ \AA}$ означает, что населенность десятого колебательного уровня основного состояния ОН пренебрежимо мала по сравнению с населенностью более низких колебательных уровней. Это дает нам основание не учитывать



Фиг. 2. Схема уровней основного электронного состояния молекулы ОН

переходы с десятого и более высоких колебательных уровней. В § 4 будет показано, что ничтожно малая населенность колебательных уровней с $v \geq 10$ однозначно определяет механизм возбуждения ОН в земной атмосфере.

Таким образом, практически все излучение ночного неба в области $7200 < \lambda < 8900 \text{ \AA}$ имеет гидроксильное происхождение. То обстоятельство, что молекулярные константы ОН Герцберга — Гейдона оказались непригодными для отождествления излучения ночного неба, а более «старые» константы Шпонер вполне удовлетворительно его отождествляют, дает основание первые считать недостаточно верными. Таким образом, наблюдаемое излучение ночного неба позволяет уточнить молекулярные константы основного состояния гидроксила (на это нам указал академик Г. А. Шайн).

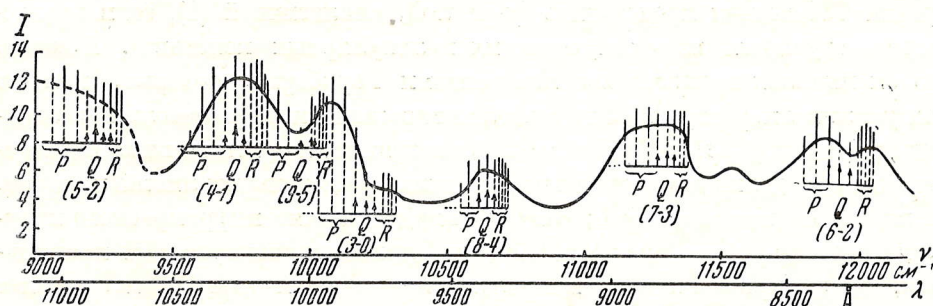
Совершенно очевидно, что в более длинноволновой части спектра ночного неба должно быть продолжение вращательно-колебательного спектра ОН. К этой области спектра относятся наблюдения Красовского. Поэтому мы сопоставим распределение интенсивности в излучении ночного неба в области $9000 < \lambda < 11\,000 \text{ \AA}$, полученное Красовским, с вращательно-колебательным спектром ОН, теоретически рассчитанным нами и сведенным в табл. 3.

Опять-таки будем учитывать все переходы с $v \leq 9$, дающие излучение в интересующей нас части спектра.

На фиг. 3 приведены распределение интенсивности инфракрасного излучения ночного неба, полученное Красовским [12], и линии вращательно-колебательного спектра ОН, согласно табл. 3. Из-за малой дисперсии (от 1200 до 2400 $\text{\AA}/\text{мм}$) и незначительной разрешающей способности спектрографа на этой диаграмме не выявляются не только линии

вращательной структуры, но даже ветви*. Все же совершенно отчетливо видно, что каждому максимуму интенсивности однозначно соответствуют определенные полосы вращательно-колебательного спектра ОН.

Справа на фиг. 3 виден максимум, отождествленный Мейнелом с переходом (6—2). Затем небольшой максимум, на который не падает никакое гидроксильное излучение, отождествленный Мейнелом с полосой O_2 . Далее следует большой максимум, который мы отождествили с переходом (7—3); ветви *R* и *Q* этого максимума разрешены Мейнелом. До этой части спектра (λ 8800 Å) спектрограммы Мейнела и Красовского перекрывались. Далее, максимуму у λ 9400 Å соответствует полоса (8—4) вращательно-колебательного спектра ОН. Пологий небольшой максимум у λ 9700 Å соответствует ветви *R* полосы (3—0). Максимум у λ 9950 Å соответствует неразрешенным линиям ветви *P* той же полосы и ветви *R*



Фиг. 3. Отождествление излучения ночного неба в области $9000\text{Å} < \lambda < 11\,000\text{Å}$ с вращательно-колебательным спектром молекулы ОН

полосы (9—5). Полоса у λ 10217 Å образуется ветвью *R* полосы гидроксила (4—1) и, частично, ветвью *P* полосы (9—5). Максимум у λ 10374 Å, образующий, как отметил Красовский, пологий «скат» более интенсивной полосы у λ 10217 соответствует ветвям *Q* и *P* полосы ОН (4—1). Наконец, излучению у λ 10800 Å соответствует полоса ОН (5—2).

Таким образом, мы видим, что вращательно-колебательный спектр ОН полностью объясняет наблюдаемое распределение интенсивности излучения ночного неба в области $8800 < \lambda < 11\,000\text{Å}$. Хотя в этой части спектра может присутствовать и негидроксильное излучение, но оно, по видимому, играет второстепенную, не определяющую роль.

В сочетании с изложенным выше мы видим, что гидроксильное излучение является основной составляющей свечения ночного неба в огромной части спектра $7000 < \lambda < 11\,000\text{Å}$. Это излучение во много десятков раз более интенсивно, чем общее излучение ночного неба в более коротковолновой части спектра, включающей в себя хорошо известные зеленую, желтую и красную линии атомного происхождения. Это означает, что

* То обстоятельство, что диаграмма Красовского (фиг. 3) обнаруживает как бы непрерывное распределение энергии по спектру, объясняется только низкой разрешающей способностью. Это непосредственно видно из того, что в области λ 8200—8900 спектрограммы Мейнела и Красовского перекрываются.

основная картина свечения ночного неба определяется атмосферным свободным гидроксидом. Это должно иметь весьма важные геофизические последствия.

После того как мы выполнили изложенное выше отождествление инфракрасного излучения ночного неба с вращательно-колебательным спектром гидроксила и послали нашу работу в печать [13], мы ознакомились с только что пришедшим номером журнала «*Astrophysical Journal*», содержащим подробное описание отождествления наблюдавшегося Мейнелом [14] излучения с вращательно-колебательным спектром ОН. Работа Мейнела, выполненная на высоком уровне, содержит отождествление излучения ночного неба в области $7000 < \lambda < 8900 \text{ \AA}$, полностью совпадающее с нашим. Однако метод отождествления, использованный Мейнелом, совершенно отличен от нашего. Он считает, что колебательные уровни ОН нельзя представить формулой, аналогичной (1), если пользоваться «лучшими из существующих молекулярных констант». Похоже, что он пытался пользоваться константами Герцберга, которые, как мы уже указывали, совершенно не позволяют восстановить вращательно-колебательный спектр ОН. Имея в своем распоряжении оригинальные спектрограммы, определив длины волн полученных вращательных линий и ветвей, он пошел по прямому пути; считая отождествление инфракрасного излучения ночного неба с вращательно-колебательным спектром ОН правильным, он эмпирически получил молекулярные константы ОН и с ними в дальнейшем работает. Разумеется, такой «прямой» метод дает самые надежные значения молекулярных констант основного состояния $^2\Pi$ молекулы ОН. Никакая система констант, полученная из анализа ультрафиолетового спектра гидроксила, связанного с электронным переходом $^1\Sigma - ^2\Pi$, не может конкурировать с константами, полученными «прямым» методом. Все же оказывается, что старые константы Шпонер, которые мы использовали, вполне удовлетворительны и хорошо представляют положение колебательных уровней.

Чтобы убедиться в этом, сравним положение нулевых линий, эмпирически найденное Мейнелом при помощи формулы

$$\nu_0 = P_J(\nu) + (B'_v + B''_v)J - (B'_v - B''_v)J^2, \quad (7)$$

где P_J — измеренное среднее арифметическое волновых чисел двух линий ветви P , соответствующих одинаковому J — полному моменту. Это значит, что Мейнел комбинирует линии P_1 и p_1 , P_2 и p_2 и т. д. Строго говоря, к правой части (7) необходимо добавить еще член $(B'_v - B''_v)\Lambda$, но Мейнел этого не делает, неправильно считая, что разность вращательных констант различных колебательных уровней мала. На самом деле это не так, как видно, например, из табл. 2. Этот член мы будем учитывать, так как он соответствует $-2.5 - 3.5 \text{ см}^{-1}$, что превышает ошибки наблюдений и измерений (табл. 4).

Во втором столбце табл. 4 содержатся волновые числа нулевых линий различных полос, полученные Мейнелом по формуле (7) и исправленные нами членом $(B'_v - B''_v)$. В третьем столбце приводятся соответствующие

Таблица 4

$(V'-V'')$	Мейнел	Шпонер	Герцберг	Δ_{M-III}	Δ_{M-G}
(7—3)	11323.6 см^{-1}	11305.6 см^{-1}	11297.2 см^{-1}	+ 18.1 см^{-1}	+ 26.8 см^{-1}
(6—2)	11981.0	11966.0	11957.7	+ 15.0	+ 23.3
(5—4)	12630.8	12626.9	12622.2	+ 3.9	+ 8.6
(9—4)	12896.3	12893.0	12879.4	+ 3.3	+ 16.9
(4—0)	13282.4	13287.7	13284.4	— 3.3	— 2.0
(8—3)	13730.9	13718.8	13707.5	+ 12.1	+ 23.4
(7—2)	14561.1	14544.5	14535.0	+ 16.6	+ 26.1

данные согласно табл. 1, вычисленной нами на основании молекулярных констант Шпонер. В четвертом столбце приводятся волновые числа нулевых линий, вычисленные Мейнелом на основании новейших молекулярных констант ОН Герцберга: $\omega_e = 3735.21 \text{ см}^{-1}$, $\omega_e x_e = 82.81 \text{ см}^{-1}$. Заметим, что, насколько нам известно, эти константы еще нигде не публиковались. Они гораздо ближе к константам Шпонер, чем к константам самого Герцберга, приведенным в (3). Пятый и шестой столбцы содержат разности между данными Мейнела, с одной стороны, и Шпонер и Герцберга, — с другой. Бросается в глаза, что нулевые линии, полученные по константам Шпонер, гораздо ближе к найденным эмпирически Мейнелом, чем нулевые линии, полученные по новейшим константам Герцберга. Расхождение между положением нулевых линий, использованных нами, и положением нулевых линий, полученных Мейнелом, имеется только в 5—4-м знаке, что и доказывает надежность старых констант ОН, приведенных в таблицах Шпонер.

Табл. 5 содержит длины волн вращательных линий ветвей P и длины волн ветвей Q различных полос, измеренных Мейнелом, с одной стороны, и вычисленных нами, — с другой. Измеренное положение линий P бралось как среднее арифметическое из положений линий P_i , p_i (эти линии относятся к одному и тому же значению квантового числа K). Как видно из таблицы, расхождение имеется только в 4 и 5-м знаке. Это небольшое расхождение следует в основном приписать неизбежной неточности в вычисленных (согласно константам Шпонер) положениях колебательных уровней основного состояния ОН.

Таблица 5

	(9—4)		(6—2)		(5—1)	
	$\lambda_{\text{набл}}$	$\lambda_{\text{выч}}$	$\lambda_{\text{набл}}$	$\lambda_{\text{выч}}$	$\lambda_{\text{набл}}$	$\lambda_{\text{выч}}$
Q	12890.0	12893	11975.6	11966.0	12625.2	12626.9
1/2 (P_1+p_1)	831.4	827.4	911.6	894.4	558.4	552.3
1/2 (P_2+p_2)	784.4	780.8	866.0	848.4	511.5	505.3
1/2 (P_3+p_3)	730	728.2	815.3	794.8	458.9	452.8
1/2 (P_4+p_4)	673	668.5	758.7	740.8	402.3	401.8

Положение линий ветвей R , вычисленное нами, нельзя сравнивать с наблюдениями. Из-за сходимости этих линий к некоторому пределу на спектрограмме Мейнела ветви R (которые в отличие от ветвей Q имеют довольно диффузную структуру) не разрешены на вращательные линии.

Проводить точное сравнение по другим полосам затруднительно, так как для них Мейнелом не измерялись слабые компоненты дублетов p_i . Однако, экстраполируя дублетное расщепление, можно убедиться, что совпадение для других полос примерно такое же, как и для приведенных в табл. 5.

Таким образом, резюмируя, следует сказать, что использованный нами простой метод отождествления находится во вполне удовлетворительном согласии с наблюдениями. Американцы не имеют спектрограмм свечения ночного неба в области $9000 < \lambda < 11000 \text{ \AA}$, поэтому Мейнел не мог распространить свое отождествление на более длинноволновую часть спектра.

§ 3. АНАЛИЗ ИНТЕНСИВНОСТИ ГИДРОКСИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА

Квантово-механический расчет интенсивностей линий вращательно-колебательного спектра двухатомных молекул был выполнен Шольцем [15] для общего случая, когда потенциальная кривая молекулы может быть представлена функцией Морзе. Тогда интенсивность, рассчитанная на одну молекулу в исходном квантовом состоянии, будет

$$I_{v', v''}^{J, J'} = \frac{64}{3c^3} e^{2\pi^4} \frac{1}{a^2} \cdot \nu^4 \frac{(J+1)}{(v'-v'')^2} \frac{(k-1-2v')(k-1-2v'')}{(k-1-v'-v'')^2} \frac{\left(\frac{v'}{v''}\right)}{\left(\frac{k-v''-1}{v'-v''}\right)}. \quad (8)$$

J — вращательное квантовое число исходного состояния (для определенности мы рассматриваем только линии ветви P);

v' и v'' — колебательные квантовые числа исходного и конечного состояний;

$a = \sqrt{\frac{2\pi^2\mu}{D_e h}} \omega_e$ — параметр функции Морзе;

ν — частота линии;

$$k = \frac{4\pi}{ah} \sqrt{2\mu D_e}.$$

Символы $\left(\frac{v'}{v''}\right)$ и $\left(\frac{k-v''-1}{v'-v''}\right)$ означают биномиальные коэффициенты. При вычислении основных параметров a и k мы пользовались наиболее надежными из существующих экспериментальных значений молекулярных констант ОН [6]: $D_e = 36800 \text{ см}^{-1}$; $\omega_e = 3734.9 \text{ см}^{-1}$ *. Тогда будем иметь

$$a = 2.28 \cdot 10^8 \text{ см}; k = 39.3.$$

* Молекулярные константы $\omega_e, \omega_e x_e$ и D_e , как известно, связаны соотношением $D_e = \frac{\omega_e^2}{4\omega_e x_e}$. Из этих трех констант надежнее всего определяется D_e (посредством

Все расчеты велись для линий P_1 ($J = 3/2$). В области $7000 < \lambda < 9000 \text{ \AA}$ для частот этих линий использовались экспериментальные значения Мейнела. Для больших длин волн частоты были получены теоретически, при помощи использования молекулярных констант Шпонер, согласно формуле (5). В области $7000 < \lambda < 9000 \text{ \AA}$ расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями частот, как мы видели (см. табл. 5), наблюдается только в 5—4-м знаке, что служит хорошим контролем правильности наших вычислений для более длинноволновой части спектра.

Результаты вычислений сведены в табл. 6, где интенсивности выражены в относительных единицах, причем за единицу принята интенсивность линии $\nu' = 1$, $\nu'' = 0$.

Таблица 6

ν'	ν''	$\nu_{\text{см}}^{-1}$	I/I_{10}	$A_{\text{сер}}^{-1}$	ν'	ν''	$\nu_{\text{см}}^{-1}$	I/I_{10}	$A_{\text{сер}}^{-1}$
9	8	2215	1.86	$2.8 \cdot 10^3$	6	5	2720	2.49	$3.0 \cdot 10^3$
9	7	4615	2.12	$1.5 \cdot 10^3$	6	4	5620	1.64	$9.8 \cdot 10^2$
9	6	7180	1.12	$5.1 \cdot 10^3$	6	3	8665	0.45	$1.7 \cdot 10^2$
9	5	9920	0.43	$1.4 \cdot 10^2$	6	2	11900	0.074	20
9	4	12819	0.12	31	6	1	15300	0.007	1.5
9	3	15880	0.020	4.1	6	0	18860	3.10^{-4}	0.05
8	7	2390	2.06	$2.9 \cdot 10^3$	5	4	2880	2.51	$2.9 \cdot 10^3$
8	6	4950	2.06	$1.4 \cdot 10^3$	5	3	5940	1.28	$7.1 \cdot 10^2$
8	5	7690	0.96	$4.1 \cdot 10^2$	5	2	9150	0.26	97
8	4	10580	0.23	72	5	1	12546	0.026	6.9
8	3	13650	0.054	13	5	0	16120	1.3 · 10	0.27
8	2	16880	0.007	1.4	4	3	3040	2.46	$2.7 \cdot 10^3$
7	6	2550	2.24	$2.9 \cdot 10^3$	4	2	6260	0.90	$4.8 \cdot 10^2$
7	5	5290	1.90	$1.2 \cdot 10^3$	4	1	9645	0.12	41
7	4	8190	0.72	$2.9 \cdot 10^2$	4	0	13194	0.0061	1.5
7	3	11240	0.16	47					
7	2	14470	0.023	5.2	3	2	3210	2.24	$2.3 \cdot 10^3$
7	1	17880	0.002	0.37	3	1	6600	0.52	$2.6 \cdot 10^3$
					3	0	10120	0.033	10.6
					2	1	3365	1.72	$1.7 \cdot 10^3$
					2	0	6900	0.20	96
					1	0	3520	1.00	$9.4 \cdot 10^2$

Эйнштейновский коэффициент спонтанного излучения связан с I простым соотношением

$$A_{\nu', \nu''}^{J, J+1} = \frac{I_{\nu', \nu''}^{J, J+1}}{(2J+1) h\nu}. \quad (9)$$

Коэффициенты $A_{\nu', \nu''}^{3/2, 5/2}$ приводятся в пятом столбце табл. 6. Абсолютное значение $I_{10} = 2.66 \cdot 10^{-9}$.

Обращает внимание неожиданно малое уменьшение I при росте $\Delta\nu$ особенно для больших значений ν . Качественно это можно объяснить большой ангармоничностью молекулы гидроксила.

нахождения теплоты диссоциации). При этом константа $\omega_e x_e$ будет неизбежно отличаться от приведенной у Шпонер и использованной нами выше.

Основной параметр k , как легко можно показать, приблизительно равен отношению $\frac{\omega_e}{\omega_e x_e}$. Например, для рассчитанной Шольцем молекулы CO $k = 169$ и уменьшение интенсивностей по мере роста Δv гораздо сильнее.

Мы должны теперь сравнить теоретически полученные интенсивности вращательно-колебательного спектра ОН с наблюдаемыми Красовским [12] и Мейнелом. Последний оценивает интенсивности в некоторой шкале, в которой интенсивность красной линии λ 6300 принята равной 8. Из его данных непосредственно видно, что интенсивность линии P_1 составляет примерно $1/9$ суммарной интенсивности всей полосы. Так как спектрограммы Мейнела и Красовского перекрываются в области 8500—9000 Å, включающей в себя полосу (6—2) и большую часть полосы (7—3), то оказывается возможным, правда довольно грубо, оценить интенсивность полос, расположенных в области 9000—11 000 Å, в тех же единицах. В табл. 7 приведены интенсивности всех полос гидроксила в области $7000 < \lambda < 11\,000$ Å.

Таблица 7

λ Å	Полоса	Интенсивность	λ Å	Полоса	Интенсивность
5890	(8—2)	10	7905	(5—4)	200
6170	(5—2)	3.6	8350	(6—2)	360
6260	(9—3)	18	8840	(7—3)	410
6500	(6—4)	10	9400	(8—4)	310
6870	(7—2)	23	9790	(3—0)	260
7275	(8—3)	50	10010	(9—5)	510
7520	(4—0)	36	10280	(4—1)	620
7750	(9—4)	130	10830	(5—2)	670

В табл. 7 включены данные о трех вращательно-колебательных полосах гидроксила (8—2), (9—3) и (6—4), расположенных в более коротковолновой части спектра ночного неба. Спектры, обнаруживающие их присутствие, были получены Дюфеем и предоставлены последним Мейнелу [16], который их профотометрировал. Так как чувствительность эмульсии пластинок Дюфея точно не была известна, Мейнел использовал стандартную чувствительность для эмульсии этого сорта. Он приводит [16] для этих полос отношение интенсивностей их ветвей Q (имеющих «линейно-подобный» вид) к интенсивности красной линии ночного неба λ 6300. Из данных Мейнела следует, что полная интенсивность какой-либо полосы гидроксила в спектре ночного неба примерно в 4.5 раза больше интенсивности ветви Q . Это позволило нам выразить интенсивность слабых полос, полученных Дюфеем в одной системе с остальными полосами. Так как P ветвь полосы (7—2) сильно поглощается водяными парами, ее полная интенсивность была также найдена умножением интенсивности Q ветви на 4.5. В первом столбце табл. 7 приведены длины волн нулевых линий соответствующих полос. Заметим еще, что мы

приняли для интенсивности полосы (7—3) значение 440, между тем как по Мейнелу получается 800—900. Повидимому, так как эта полоса находится на самой границе чувствительности применявшихся пластинок, ее интенсивность Мейнел мог оценить очень неточно. Из диаграммы Красовского [12] (см. фиг. 3) видно, что интенсивность полосы (7—3) лишь немногим больше интенсивности полосы (6—2). Теперь найдем отношение интенсивностей полос, у которых исходный колебательный уровень общий. В табл. 8 сопоставлены наблюдаемые и теоретические значения указанного отношения.

Таблица 8

	Набл.	Теорет.
$I_{8-3}/I_{8-2} \dots \dots \dots$	5.0	7.7
$I_{5-1}/I_{5-0} \dots \dots \dots$	55	20
$I_{9-4}/I_{9-3} \dots \dots \dots$	7.2	6.0
$I_{6-2}/I_{6-1} \dots \dots \dots$	36	11
$I_{7-3}/I_{7-2} \dots \dots \dots$	18	7.0
$I_{8-4}/I_{8-3} \dots \dots \dots$	6.2	5.5
$I_{9-5}/I_{9-4} \dots \dots \dots$	3.8	3.6
$I_{4-1}/I_{4-0} \dots \dots \dots$	17	19
$I_{5-2}/I_{5-1} \dots \dots \dots$	3.3	10

Если учитывать, что для сравнения интенсивностей различных полос гидроксид мы использовали три ряда различных наблюдений (Красовского, Мейнела и Дюфея), следует согласие теории и наблюдений признать вполне удовлетворительным. Особенно хорошо это видно из анализа общих закономерностей в относительных интенсивностях полос. Например, при одинаковой разности колебательных квантовых чисел Δv отношение $\frac{I_{v'v''}}{I_{v', v''-1}}$ тем больше (т. е. градиент тем круче), чем меньше v' , т. е. чем меньше сказывается ангармоничность молекулы ОН. Не исключена возможность, что интенсивность полосы (7—2) Мейнелом занижена, так как в этой части спектра имеется значительное поглощение водяными парами. Единственное серьезное расхождение между теорией и наблюдениями — аномально малое значение I_{5-2}/I_{5-1} . Учитывая сравнительно небольшое значение колебательного квантового числа исходного уровня, это отношение при всех условиях должно быть гораздо больше наблюдаемого. Повидимому, это расхождение объясняется резким падением чувствительности электронно-оптического преобразователя в области полосы (5—2) у λ 10 800—11 000 Å.

Зная эйнштейновские коэффициенты для линий вращательной структуры, можно определить абсолютные значения концентрации гидроксид в различных колебательных квантовых состояниях. Для этого, очевидно, должны быть известны абсолютные значения интенсивностей линий

вращательной структуры. Это можно сделать следующим образом. Согласно Родионову [5], абсолютное значение интенсивности инфракрасного излучения ночного неба равно $1.3 \cdot 10^{-2}$ эрг/см² сек. стерадиан. Родионов исследовал излучение $9000 < \lambda < 11\,000$ Å, т. е. начиная с полосы (8—4). В единицах Мейнела суммарная интенсивность этого участка спектра равна 2370. Таким образом, мы можем перекалибровать шкалу Мейнела в абсолютные единицы. Отсюда можно получить учитывая, что в единицах Мейнела интенсивность линии 6300 Å равна 8, поток фотонов в этой линии, который оказывается равным $0.45 \cdot 10^8$ см⁻² сек.⁻¹, что близко к действительности. Это является хорошим контролем. Из известного соотношения

$$I_{\text{набл}} = \frac{A}{4\pi} h\nu \int [N] ds = \frac{I}{4\pi(2J+1)} \int [N] ds, \quad (10)$$

где $[N]$ — концентрация молекул гидроксила, мы можем найти число молекул гидроксила в столбе единичного сечения. В табл. 9 приводятся значения $\int [N] ds$ для различных колебательных уровней ОН.

Таблица 9

$v'-v''$	I_M	$I_{\text{абс}}$	$\int [N] ds$
3—0	2	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^8$ см ⁻²
4—0	4	0.22	1.0
5—1	20	1.10	1.2
6—2	37	2.0	$7.7 \cdot 10^7$
7—3	45	2.5	4.5
8—3	5	0.27	1.4
9—4	17	0.95	2.2

Числа табл. 9 относятся к первому вращательному уровню каждого колебательного состояния. Как это следует из интенсивностей вращательной структуры (слабо развитой), для получения полных населенностей колебательных уровней нужно эти числа умножить (приблизительно) на 4. Не входя в детальное обсуждение относительных населенностей различных колебательных уровней (об этом см. следующий параграф), отметим, что налицо явная тенденция увеличения населенности по мере уменьшения v .

Обращает внимание незначительность содержания гидроксила в земной атмосфере. Экстраполируя данные табл. 9, можно прийти к заключению, что полное число молекул гидроксила на всех возбужденных колебательных и вращательных уровнях вряд ли превышает 10^{10} см⁻². Населенность основного колебательного уровня много больше, чем возбужденных. Она определяется процессами, приводящими к разрушению молекулы ОН в основном состоянии (химические реакции). Верхнюю границу количества ОН в земной атмосфере можно оценить из того факта, что теллурические ультрафиолетовые полосы гидроксила, соответствующие резонансному переходу $1\Sigma \rightarrow 2\Pi$ в спектре Солнца, очень слабы. Это дает для

$N_0 ds \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Следовательно, учитывая, что вероятности переходов $A_{v',0}$ малы, нельзя считать (как это полагает Мейнел [16]), что имеется самообращение в эмиссионных полосах ОН ночного неба, для которых конечный колебательный уровень $v'' = 0$.

Зная молекулярные константы ОН, а также теоретические интенсивности, мы можем предсказать спектр гидроксильного излучения ночного неба для больших длин волн. Табл. 10 содержит длины волн нулевых линий всех могущих быть полос ОН и их интенсивности в мейнеловских единицах. Звездочками обозначены полосы, которые будут сильно поглощаться водяными парами. Из-за отсутствия данных о населенности 2 и 1-го колебательного уровней интенсивности полос (1—0), (2—0) и (2—1) не вычислялись.

Однако, учитывая, что населенность колебательных уровней растет по мере уменьшения v (см. табл. 9), интенсивность полос (2—1) и (1—0) должна быть больше, чем интенсивность полос (5—4) или (3—2). Впрочем, эти полосы сильно поглощаются водяными парами.

Таблица 10

Полоса*	λ	I_M	Полоса	λ	I_M
6—3	11450A	2200	9—7	21450A	2400
7—4	12130	1800	1—0*	28000	—
8—5	12920	1060	2—1*	29030	—
9—6*	13800	1300	3—2*	30370	17700
2—0*	14310	—	4—3*	32600	13200
3—1	15030	4100	5—4	34400	19000
4—2	15800	4800	6—5	36400	12000
5—3	16700	9900	7—6	38800	5700
6—4	17700*	8000	8—7	41500	2300
7—5	18750*	4800	9—8	44500	2100

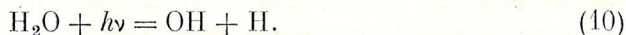
Обращает на себя внимание ожидаемая огромная интенсивность далекого инфракрасного гидроксильного излучения ночного неба. Не считая полос, поглощаемых парами H_2O , общая интенсивность этого излучения в 30 раз больше, чем интенсивность ночного неба в области 9000—11 000 Å, и в $1\frac{1}{2}$ —2 тыс. раз больше, чем интенсивность известной зеленой линии. Около $\frac{1}{3}$ этого излучения падает на область 34 000—37 000 Å. Поток излучения составляет $1.2 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$, т. е. примерно столько же, как от полной Луны в видимой части спектра. Обнаружение и исследование этого излучения являются важнейшей задачей советских астрофизиков и геофизиков.

§ 4. О МЕХАНИЗМЕ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО ГИДРОКСИЛА

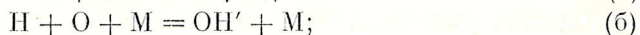
В недавно опубликованной интересной заметке Бейтс и Николет [17] обсуждали условия существования атомарного водорода в земной атмосфере. Они указывают, что пары воды могут подниматься на большие

* Мы считаем, что интенсивность полосы (5—2) равна 2000 (см. выше).

высоты, до 100 км, и там диссоциироваться ультрафиолетовым излучением Солнца ($\lambda < 1300\text{\AA}$) согласно реакции



Продукты фотодиссоциации воды вступают в реакцию с другими составляющими земной атмосферы на этих больших высотах. В конечном итоге устанавливается равновесие, при котором концентрация водорода [H] будет гораздо больше концентрации радикала [OH], обладающего исключительно высокой химической активностью*. К появлению молекул гидроксила в возбужденных состояниях будут вести, согласно [17], следующие реакции:



Реакция (а) — радиативная рекомбинация двух атомов — обладает, как известно, весьма малым эффективным сечением. Реакция (б) на больших высотах будет также маловероятна, так как из-за низких плотностей тройные удары будут редки. Реакция (в) заслуживает самого пристального внимания, так как она обладает многими замечательными особенностями, делающими ее, как нам представляется, ответственной за наблюдаемое мощное инфракрасное излучение ночного неба. Мы проверили все другие, мыслимые в высоких слоях земной атмосферы реакции, могущие привести к образованию возбужденных молекул OH. Оказывается, что, кроме реакций (а), (б) и (в), вообще не существует в условиях верхних слоев земной атмосферы реакций, сопровождающихся выделением энергии, могущей пойти на возбуждение одного из продуктов реакции OH. Действительно, теплоты диссоциации основных составляющих земной атмосферы, которых можно ожидать на больших высотах, могут быть сведены в следующую табл. 11.

Таблица 11

Молекулы	Теплота диссоциации
OH	4.334 е. в.
O ₃	6.11
O ₂	5.082
N ₂	7.38
H ₂	4.477
H ₂ O	9.47
CH ₄	16.9
NO	5.29
CO ₂	16.50

Из табл. 11, например, видно, что реакция $\text{H} + \text{O}_2 = \text{OH} + \text{O}$ сопровождается поглощением энергии в размере 0.75 е. в. и в условиях

* Символ [M] в дальнейшем будет означать концентрацию молекул (атомов) M.

верхних слоев земной атмосферы происходить не может. Аналогично можно доказать неэффективность всех других реакций.

В случае реакции (в) выделяется количество энергии, равное $4.334 + 5.082 = 6.41 = 3.31 \text{ е. в.} = 26698.5 \text{ см}^{-1}$. Замечательно, что при такой реакции не могут возбуждаться колебательные уровни молекулы ОН, расположенные выше девятого. В самом деле, согласно табл. 1, энергия возбуждения девятого колебательного уровня равна $28027.0 - 1847.7 = 26179.3 \text{ см}^{-1}$, в то время как энергия возбуждения десятого уровня будет $28\ 262 \text{ см}^{-1}$ (это следует из данных, не приведенных в табл. 1). Разность энергии, выделяемой при реакции (в) и необходимой для возбуждения десятого уровня, слишком велика (-1564 см^{-1}); поэтому она не может быть взята из энергии тепловых движений реагирующих молекул, которые порядка 250 см^{-1} .

То обстоятельство, что никаких следов эмиссии в спектре ночного неба в области $8200 < \lambda < 8250 \text{ Å}$ не обнаружено (там должна быть полоса (10—5)!), однозначно доказывает, что «озонная» реакция (в) ответственна за гидроксильное излучение ночного неба.

Мы имеем здесь единственный случай в теории свечения ночного неба, когда реакция, приводящая к возбуждению излучающего агента, однозначно определяется из наблюдений. Как известно, до сих пор не существует общепринятого механизма возбуждения даже для земной линии, которая интенсивно исследовалась в протяжении более чем 30 лет.

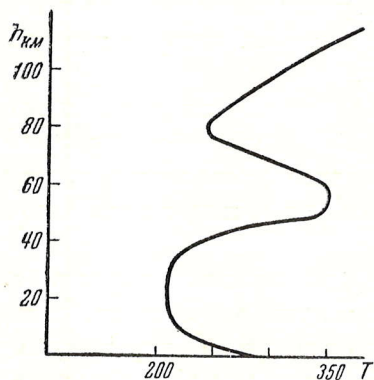
Что можно сказать о высотах гидроксильного свечения ночного неба? То, что в реакции (в) участвует озон, указывает, что высоты не могут быть значительными. Другим указанием на сравнительно небольшие высоты свечения является слабо развитая вращательная структура полос. Мейнел очень уверенно определил вращательную температуру полос равной $260 \pm 5^\circ \text{ K}$.

Учитывая, например, что в процессе реакции (в) будут возбуждаться высокие вращательные уровни девятого колебательного состояния, энергия которых возможно более близка к $26\ 700 \text{ см}$, наличие низкой вращательной температуры доказывает, что имеет место перераспределение молекул ОН по различным вращательным уровням вследствие столкновений. Таким образом, наблюдаемая вращательная температура есть вместе с тем кинетическая температура молекул, с которыми сталкиваются молекулы ОН.

На фиг. 4 приводится вертикальное распределение температуры земной атмосферы согласно новейшим данным [18]. Из этой фигуры видно, что температура в 260° имеет место на уровнях около 40, около 70 и около 90 км. Отсюда сразу же можно сделать вывод, что высоты свечения гидроксила в земной атмосфере во всяком случае меньше 100 км.

Согласно [16], недавно Петтит и Вильямс получили для высоты инфракрасного свечения ночного неба значение 80 км, что согласуется с графиком 4.

Родионов недавно получил высоту инфракрасного свечения ночного неба, равную 300 км [5]. Хотя определения высот свечения обычным методом (т. е. измерением яркости свечения на разных зенитных расстояниях) дают весьма неуверенные результаты, все же, как нам представляется, результат Родионова ошибочен. Он находится в полном противоречии с нашим отождествлением инфракрасного излучения ночного неба. Ему противостоят наблюдаемые низкие вращательные температуры полос. Ведь на больших высотах, найденных Родионовым, столкновения очень редки, и распределение молекул ОН по вращательным уровням определялось бы только механизмом возбуждения — реакция (в). Нам кажется, что непра-



Фиг. 4. Зависимость температуры земной атмосферы от высоты

вильный результат Родионова определяется спецификой его фотометрического метода. Так как в области чувствительности фотоэлемента Родионова наиболее интенсивной должна быть полоса (5—2), расположенная как раз в той части спектра, где поглощение водяными парами велико, то, как легко понять, наблюдения на разных высотах дадут заниженное

отношение $\frac{I_{z=90^\circ}}{I_{z=0}}$ [из-за большого поглоще-

ния полосы (5—2) водяными парами при больших зенитных расстояниях]. Это приведет к кажущемуся эффекту больших высот свечения. Очевидно, для определения высот свечения надо применять спектро-

скопический метод, выбирая полосы ОН, свободные от поглощения водяными парами, тщательный учет которого весьма затруднителен.

Мы можем теперь подойти к теоретическому рассмотрению проблемы распределения молекул гидроксила в земной атмосфере по различным колебательным состояниям. Эту задачу пытался решить Мейнел [16], но так как он не имел в своем распоряжении точных значений вероятностей перехода, вычисленных нами (см. табл. 6), то он не мог получить определенного результата.

Согласно общему принципу, всякая реакция типа (в) будет тем более вероятна, чем меньше выход кинетической энергии. Применительно к нашей задаче это может означать, что преимущественно будет возбуждаться девятый колебательный уровень молекулы ОН, а населенность нижележащих уровней будет определяться последующими переходами с девятого на нижележащие уровни. Далее, будем вначале считать, что столкновения (удары второго рода) не играют роли.

При таком «резонансном» механизме возбуждения будем иметь следующую систему уравнений, описывающую равновесие различных колебательных уровней ОН.

$$\begin{aligned} Z_9 &= N_9 (A_{98} + A_{97} + \dots + A_{90}); \\ N_9 A_{98} &= N_8 (A_{87} + A_{86} + \dots + A_{80}); \\ N_9 A_{97} + N_8 A_{87} &= N_7 (A_{76} + \dots + A_{70}); \\ &\vdots \\ N_9 A_{90} + N_8 A_{80} + \dots + N_1 A_{10} &= B_0 N_0 = Z_9, \end{aligned} \quad (11)$$

где член B_0 означает вероятность какой-нибудь химической реакции для молекулы ОН в нулевом колебательном состоянии. Из (11) будем иметь

$$\frac{N_9}{N_8} = \frac{\Sigma A_{8i}}{A_{98}}; \quad \frac{N_8}{N_7} = \frac{\Sigma A_{7i}}{\left\{ \frac{A_{97}}{A_{98}} \Sigma A_{8i} \right\} + A_{87}} \text{ и т. д.} \quad (12)$$

Подставляя в (12) значения эйнштейновских коэффициентов из табл. 6, получим

$$\frac{N_8}{N_9} = 0.60; \quad \frac{N_7}{N_9} = 0,74; \quad \frac{N_6}{N_9} = 0.84; \quad \frac{N_5}{N_9} = 1.04; \quad \frac{N_4}{N_9} = 1.27; \quad \frac{N_3}{N_9} = 1.7,$$

между тем как, согласно табл. 9, $N_3/N_9 = 6.1$, $N_4/N_9 = 4.6$. Другими словами, рассматриваемый механизм обеспечивает примерно одинаковую населенность колебательных уровней, в то время как, согласно наблюдаемым интенсивностям и вычисленным вероятностям переходов, N_i довольно быстро растет с уменьшением v .

Тот факт, что вращательная температура полос низка, безусловно доказывает, что столкновения играют значительную роль. Какие молекулы будут наиболее эффективны при гашении свечения гидроксиль? Несомненно — молекулы кислорода. Как доказывает ряд опытов, гасящие свойства молекул азота очень малы, что объясняется, по видимому, большой энергией возбуждения уровня $A^3\Sigma$ — исходного при излучении полос Вегарда — Каплана. Между тем у молекулы кислорода есть два уровня 1Δ и 1Σ с небольшими значениями энергии возбуждения. Высшие колебательные уровни электронного состояния 1Σ будут, например, иметь энергию возбуждения, близкую к энергии возбуждения девятого и восьмого колебательных уровней ОН. Энергия уровня 1Δ близка к энергии низких колебательных уровней ОН, начиная со второго. Это и делает молекулы кислорода самым эффективным гасителем возбужденных молекул гидроксиль.

Оценим порядок величины B_i вероятности удара второго рода (т. е. гасящих столкновений с молекулами O_2):

$$B_i = \sigma \cdot V[\text{O}_2] = K_1 \cdot [\text{O}_2],$$

где σ — эффективное сечение, V — относительная скорость.

Из опытов над гашением флуоресценции воздухом известно, что эффективное сечение такого процесса порядка 10^{-15} см². Отсюда будем иметь: $K_1 = 3 \cdot 10^{-11}$ см³/сек, если температура равна 250°. При $[O_2] = 10^{14}$ см⁻³ (что соответствует высотам около 75 км), $B = 3 \cdot 10^3$ сек⁻¹, т. е. примерно такая же, как и вероятность спонтанных переходов (v , $v - 1$) (см. табл. 6).

Так как нельзя пока полностью исключить возможность свечения гидроксила при более низких высотах (например, при $h = 40$ км, см. выше), мы рассмотрим теперь другой крайний случай, когда вероятность ударов второго рода гораздо больше вероятности спонтанных переходов. Тогда вместо системы уравнений (11) будем иметь

$$\begin{aligned} Z_9 &= N_9 \cdot (B_{98} + B_{97} + \dots + B_{90}); \\ N_9 B_{98} &= N_8 (B_{87} + B_{86} + \dots + B_{80}); \\ N_9 B_{97} + N_8 B_{87} &= N_7 B_7; \\ \vdots \\ N_9 B_{90} + N_8 B_{80} + \dots + N_1 B_{10} &= N_0 B_0. \end{aligned} \tag{13}$$

Легко видеть, что (13) приводит примерно к такой же относительной населенности колебательных уровней как и (11). Таким образом, учет столкновений вряд ли может обеспечить наблюдаемый рост населенностей колебательных уровней по мере уменьшения φ .

Повидимому, выход из этого затруднительного положения можно искать в следующем направлении. В процессе реакции (в) возбуждаются обе молекулы — продукты реакции, т. е. будем иметь



причем у молекулы кислорода возбуждаются метастабильные состояния $^1\Delta$ и $^1\Sigma$.

В этом случае уже не будет иметь место селективное резонансное возбуждение девятого колебательного уровня. Данный колебательный уровень $\vartheta' < 9$ будет возбуждаться как за счет переходов с вышележащих уровней, так и «непосредственно» при реакции (14). Условие стационарности запишется в общем виде

$$\begin{aligned} Z_9 &= N_9 \{ \Sigma A_{9i} + B_9 \}; \\ Z_8 + N_9 A_{98} &= N_8 \{ \Sigma A_{8i} + B_8 \}; \\ Z_0 + N_9 A_{90} + N_8 A_{80} + \cdots + N_1 A_{10} &= N_0 B_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Из-за отсутствия необходимых данных (в частности, зависимости эффективного сечения для реакции (14), от распределения энергии возбуждения между двумя молекулами ОН и О₂) мы не можем сейчас исследовать решение системы (15). Но вполне возможно, что это решение будет соответствовать данным табл. 9.

Оценим теперь концентрацию атомов водорода на уровне атмосферы, где происходит наблюдаемое свечение гидроксила. Выход реакции (v) [или (14)] определяется соотношением (см., например, [19])

$$Z = K_2[\text{O}_3][\text{H}], \text{ где } K_2 = \mathcal{G} \cdot 2\sqrt{2\pi} d^2 \sqrt{\frac{kT}{m}} e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (16)$$

где $\mathcal{G} \approx 0.1-0.3$ — так называемый «пространственный фактор», который надо учитывать, так как одна из реагирующих молекул — O_3 — многоатомная. Согласно Кондратьеву [19], $d^2 \approx 10^{-15} \text{ см}^2$, E — энергия активации

реакции. Согласно вычислениям Гартека [49], энергия активации рассматриваемой реакции меньше 5 кт/кал или меньше 0.2 э. в. Заметим, что если бы энергия активации была равна 0.2 э. в., то мог бы возбуждаться десятый колебательный уровень, чего не наблюдается. Точное знание энергии активации весьма желательно, так как при низких температурах экспонента имеет существенное значение. При $T = 260^\circ$ и $E = 0.1$ э. в. (это значение, повидимому, занижено) будем иметь $K_b = 3 \cdot 10^{-12}$.

Согласно (15)

$$N_9 dx = \frac{K_2}{\Sigma A_{9i} + B_9} \cdot \int [O_3][H] dx. \quad (17)$$

Будем считать, что свечение гидроксила происходит на высотах около 80 км. Так как температура здесь меняется быстро (см. фиг. 4), то толщина слоя свечения l с необходимостью должна быть мала — порядка 5—10 км, иначе это радикально отразилось бы на вращательных температурах полос. На таких высотах концентрация озона порядка 10^7 см⁻³ (согласно расчетам Вульфа и Демминг [20]). Подставляя $\int N_9 dx$ из табл. 9 в (17) (предварительно умножив табличное значение на 4, чтобы учесть все вращательные уровни), будем приближенно иметь

$$\int [H] dx = [H] l > \frac{\Sigma A_{9i}}{[O_3] K_2} \cdot \int N_9 dx \approx 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}, \quad (18)$$

откуда $[H] \approx 10^{10}$ см⁻³.

Знак неравенства в (18) стоит потому, что удары второго рода нами не учитывались. Повидимому, учет их лишь немного увеличит $[H]$, так как вероятность ударов второго рода на высоте 80 км сравнима с вероятностью спонтанных переходов.

Таким образом, на высоте около 80 км концентрация атомов водорода составляет 10^{-4} — 10^{-5} общей концентрации всех молекул.

Необходимо указать, что, принимая высоту свечения равной 80 км, мы должны считать, что концентрация атомарного водорода быстро уменьшается с уменьшением высоты. Тот факт, что свечение отсутствует на высотах ~ 70 км, нельзя свести к возрастающему гасящему действию молекул кислорода, концентрация которых будет быстро расти с уменьшением высоты. Ведь еще быстрее будет расти концентрация озона. Кроме того, будет расти температура, что, учитывая конечную энергию активации озона, повлечет за собой учащение реакции (14). Это и доказывает, что концентрация водорода резко падает с уменьшением высоты.

Если бы мы считали, что свечение происходит на высоте около 90 км, где концентрация молекул озона, согласно [20], порядка 10^5 см⁻³, то мы получили бы, что концентрация водорода порядка 10^{12} см⁻³, т. е. сравнима с концентрацией молекул [кислорода на таких высотах. Вряд ли это соответствует действительности. Если мы примем, что высота свечения около 40 км, где $[O_3] = 10^{11}$, то, учитывая гасящее действие ударов второго рода, найдем, что $[H] \approx 10^8$ см⁻³, т. е. составляет 10^{-9} концентрации всех молекул на уровне 40 км.

Таким образом, слой гидроксильного излучения обязан своим происхождением «игре» двух факторов — быстрого падения концентрации озона с высотой (над уровнем, где эта концентрация достигла максимума) и быстрого увеличения концентрации атомарного водорода с высотой.

Надо полагать, что в ближайшее время наблюдения позволят окончательно выяснить, на какой высоте происходит гидроксильное свечение — 75 км или 40 км*. Не исключена возможность, что кроме процессов фотодиссоциации воды на больших высотах, ведущих к образованию атомарного водорода (как это полагают Бэйтс и Николе), имеет значение захват Землей межпланетного водорода. Наряду с этим следует рассмотреть процесс диссипации водорода из земной атмосферы, учет которой позволит определить концентрацию водорода в земной атмосфере, который находится в своеобразном равновесии с межпланетным пространством. Эта проблема требует, однако, специального исследования.

Л и т е р а т у р а

1. И. А. Хвостиков. Свечение ночного неба, М., Изд-во АН СССР, 1948.
2. И. А. Хвостиков, Успехи физич. наук **33**, 570, 1946.
3. J. Stebbins, A. Whitford a. P. Swings. *Ap. J.* **101**, 39, 1945.
4. S. Pasternack. *Ap. J.* **92**, 129, 1940.
5. С. Ф. Родионов и др. ДАН СССР **73**, 69, 1950.
6. В. И. Красовский. ДАН СССР **66**, 1949; **70**, № 6, 1950.
7. A. Meinel. *Ap. J.* **111**, 207, 1950.
8. A. Meinel. *Ap. J.* **111**, 433, 1950.
9. H. Sponer. *Molekülspektren und ihre Anwendung auf chemische Problem. I. Berlin*, 1935.
10. Г. Герцберг. Спектры и строение двухатомных молекул. И. Л. М. 1949.
11. A. Gaydon. *Spectroscopy and combustion theory*. London, 1942.
12. В. И. Красовский. ДАН СССР **73**, № 4, 1950.
13. С. И. Шкловский. ДАН СССР **75**, 371, 1950.
14. A. Meinel. *Ap. J.* **111**, 555, 1950.
15. K. Scholz. *Zs. f. Phys.* **78**, 751, 1932.
16. A. Meinel. *Ap. J.* **112**, 120, 1950.
17. D. Bates a. Nicolet. *PASP* **62**, 106, 1950.
18. G. Kuiper. *The atmospheres of Earth and Planets*. Chicago, 1949.
19. В. Кондратьев. Свободный гидроксил. М., 1939; Спектроскопическое изучение химических газовых реакций. М., 1944.
20. O. Wulf a. L. Demming. *Terr. Magn. a. Atmosph. electr.* **41**, 299, 1936.
21. W. Petrie. *Journ. of. Geoph. Research*, **55**, 143, 1950.

* Недавно мы ознакомились с работой Петри [21], который получил спектр полярных сияний при помощи дифракционного спектрографа (дисперсия 40 Å/mm) до $\lambda \approx 8900$ Å. На основании полученной им спектрограммы (весьма хорошего качества, с превосходной для такого рода исследований дисперсией) можно утверждать, что никаких следов гидроксильного излучения полярные сияния не обнаруживают. Это является лишним аргументом в пользу принятия низких высот свечения гидроксила (ниже 80 км). Гидроксильное излучение ночного неба, проектирующееся на свечение полярного сияния, на спектрограмме Петри не могло быть обнаружено, так как светосила спектрографа сравнительно мала.

ОПЫТ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ФРАУНГЕФЕРОВЫХ ЛИНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СПЕКТРОГРАФА И ЭТАЛОНА ФАБРИ

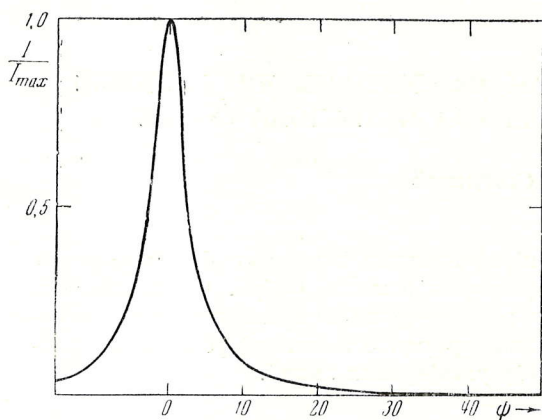
А. Б. Северный

В работе приведены результаты спектрофотометрии некоторых фраунгоферовых линий при помощи солнечного спектрографа и эталона Фабри. Сравнение этих результатов с результатами обычной спектрофотометрии (без применения интерференционных приборов) показывает значительные преимущества интерференционной спектрофотометрии для детального изучения фраунгоферовых линий.

Для физической интерпретации спектра необходима наиболее полная характеристика спектральных линий, которую можно получить только на основании построения точных контуров спектральных линий, освобожденных от влияния рассеянного света, уменьшающего глубину линий поглощения и инструментальных искажений, вызывающих перераспределение интенсивности в пределах линии. Обычная процедура исключения этих влияний и искажений весьма трудоемка и требует тщательного исследования всех источников рассеянного света и надежного экспериментального изучения инструментального контура при помощи лабораторного источника света, способного давать почти строго монохроматические линии (например, криптоновые или неоновые спектральные лампы). Однако эти влияния можно если не устранить, то в значительной мере ослабить, если употреблять эталон Фабри с подходящими разделителем и коэффициентом отражения пластин, помещая его в параллельном пучке либо перед щелью спектрографа либо между объективом камеры или коллиматора и диспергирующей системой.

Эталон Фабри с разделителем $\sim 1,1$ мм был помещен в параллельном пучке между дифракционной решеткой и объективом камеры (с фокусным рассеянием ~ 2 м) симеизского спектрогелиоскопа (описание дано в [1]). Тогда в фокальной плоскости камеры изображение спектра Солнца пересекается сеткой темных и светлых интерференционных полос, слегка наклоненных к фраунгоферовым линиям спектра Солнца и пересекающих их в нескольких местах при достаточном отклонении нормали к эталону от направления оптической оси камеры. В результате линии поглощения кажутся разделенными на отдельные темные узлы (четки). Фиг. 1 вос-

прислуживает (с большим увеличением) полученную таким образом фотографию части солнечного спектра (темная сильная линия посередине — линия H_δ бальмеровской серии водорода). Обычное время экспозиции такой спектрограммы около 5 сек., тогда как экспозиция обычной спектрограммы около 1 сек. Происхождение этой интерференционной картины хорошо известно, и проще всего ее можно объяснить, отправляясь от случая спектра, состоящего из ряда эмиссионных линий и эталона, находящегося в параллельных пучках перед щелью спектрографа, пересекающей,



Фиг. 2. Инструментальный контур эталон Фабри

таким образом, систему колец, даваемых эталоном. Изображение линии в этом случае будет пересечено рядом темных промежутков, и если источник света идеально монохроматический, то светлые пятна в направлении, перпендикулярном дисперсии спектрографа, будут узкими (при достаточно высоком коэффициенте отражения пластин), а их размер в указанном направлении определяется только инструментальным контуром самого эталона, т. е.

распределением интенсивности в пределах кольца [2]:

$$I = I_{\max} \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2 \left(\pi \frac{2t \cos \varphi}{\lambda} \right)}, \quad I_{\max} = \left(\frac{p}{p+q} \right)^2, \quad (1)$$

где p и q — коэффициенты пропускания и поглощения эталона, соответственно, а r — коэффициент отражения ($p + q + r = 1$); φ — угол, образованный падающим пучком с нормалью к эталону. Например, для применявшегося нами эталона расстояние между пластинами $t = 1.097$ мм и $r = 0.90$ для $\lambda \approx 4000$ Å, так что полная полуширина инструментального контура, определяемая разностью фаз

$$\psi = 2\pi \frac{t}{\lambda} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2), \quad (2)$$

составляет 5° , или 0.088 (см. на фиг. 2 вид инструментального контура для нашего эталона). Высота светлых пятен будет $f\Delta\varphi$, где f — фокусное расстояние камеры, а $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ определяется согласно (2) и в нашем случае $\Delta\varphi = 6'$, так что $f\Delta\varphi \approx 2$ мм; заметим, что $\Delta\varphi$ убывает с φ , и приведенная величина относится к случаю почти нормального падения. При помощи формулы для дисперсии эталона (для малых φ)

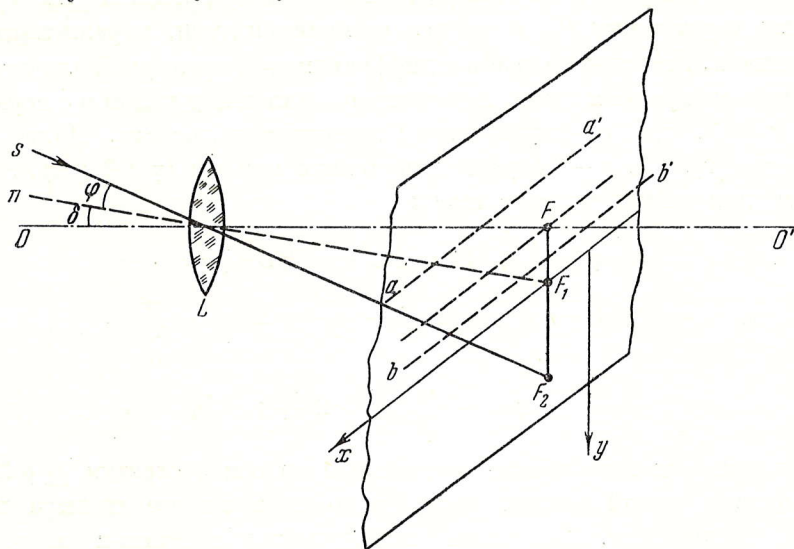
$$\sin \varphi d\varphi \simeq -\frac{kd\lambda}{2t} \simeq -\frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (3)$$

где k — порядок интерференции, для разности фаз имеем

$$\psi \approx \frac{2\pi l \Delta\lambda}{\lambda^2}, \quad (4)$$

откуда для полуширины инструментального контура эталона находим эквивалентное выражение в $\text{\AA}$; в нашем случае $\Delta\lambda \approx 0.02 \text{ \AA}$.

Ширина светлых пятен в направлении дисперсии спектрографа зависит от ширины щели, но при нормальной щели она будет определяться (для строго монохроматического излучения) только инструментальным контуром спектрографа (скажем, картинной дифракции от узкой щели). Так как каждому светлому пятну соответствует свое кольцо, т. е. определенный



Фиг. 3. Определение расположения интерференционных полос в фокальной плоскости камеры спектрографа

порядок интерференции для данной длины волны, то число пятен тем больше (тем теснее они располагаются), чем больше углы наклона лучей относительно нормали к эталону.

Если теперь имеются два близких строго монохроматических излучения λ_1 и λ_2 (например, $\lambda_2 > \lambda_1$), то интерференционная картина на щели спектрографа состоит из двух систем близко прилегающих друг к другу колец. В соответствии с этим в фокальной плоскости камеры спектрографа изображения двух близких спектральных линий будут пересечены темными промежутками, а система светлых пятен для одной из линий будет слегка смещена относительно системы пятен для другой линии в направлении, перпендикулярном дисперсии, так, что пятно, соответствующее кольцу, скажем, k -го порядка для λ_2 , будет расположено несколько выше, чем пятно k -го порядка для λ_1 . Точно так же, если имеется излучение с $\lambda_3 > \lambda_2$, то пятно k -го порядка для λ_3 будет несколько выше, чем такое же пятно для λ_2 , и т. д. Переходя к предельному случаю непрерывного спектра излучения, мы получаем систему светлых линий,

каждая из которых будет представлять геометрическое место пятен одинакового порядка интерференции k для некоторого участка длин волн непрерывного спектра. Нетрудно показать, что в первом приближении эти светлые линии образуют семейство парабол, имеющих общей осью направление дисперсии.

Пусть OO' — оптическая ось камеры инструмента (фиг. 3), лежащая в плоскости падения лучей с длиной волны λ ; n — направление лучей, падающих по нормали к эталону, который для простоты рассмотрения можно представить себе стоящим перед объективом L камеры, а s — направление луча λ , падающего на эталон под углом φ к нормали. Пусть, далее, ось x совпадает по направлению с направлением дисперсии и проходит через точку F_1 , в которой собираются лучи, параллельные направлению n . Для спектрографа с дифракционной решеткой для точки F_2 , в которой собираются лучи, падающие на эталон под углом φ с нормалью, имеем $x = c\lambda$, где c — коэффициент пропорциональности. Далее имеем $F_1F_2 = y = f\varphi$, где f — фокусное расстояние камеры (φ и δ мало). Таким образом, для малых углов φ имеем

$$\varphi = \frac{y}{f}; \quad k\lambda = k \frac{x}{c} = 2l \cos \varphi = \\ = 2l \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} \approx 2l \left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right) = 2l \left(1 - \frac{y^2}{2f^2}\right),$$

или

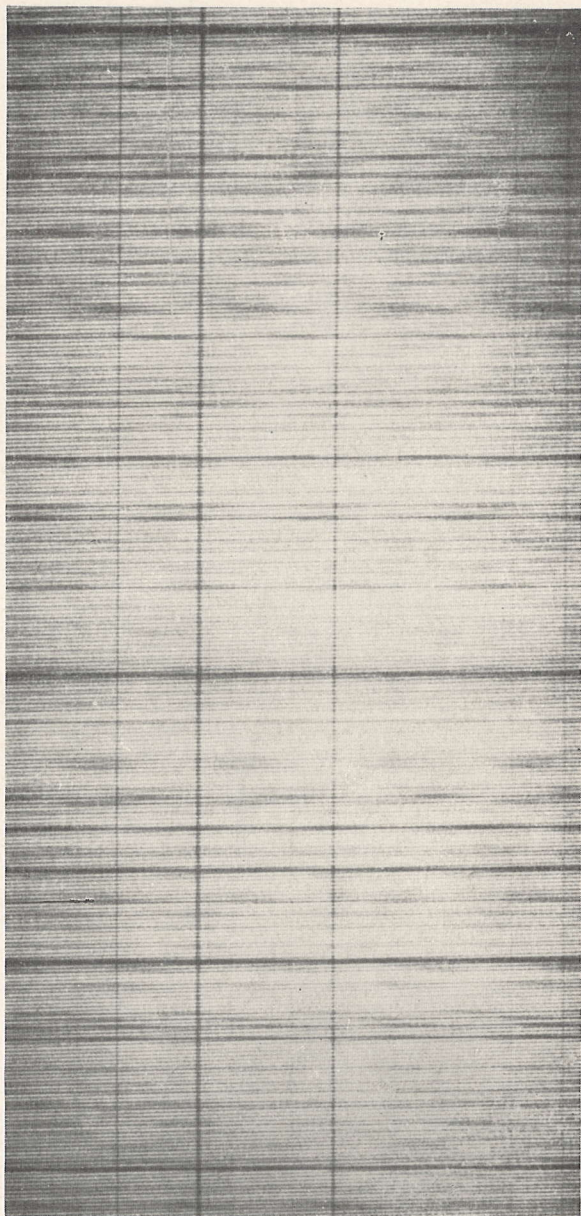
$$x = -\frac{ct}{kf^2} y^2 + 2 \frac{ct}{k}; \quad (5)$$

это есть уравнение параболы, отсекающей на оси y отрезки $\pm \sqrt{2}f$, так что кривизна линий весьма мала, и по всей высоте спектра полосы почти прямолинейны. Расстояние между двумя соседними полосами в направлении дисперсии (по оси x)

$$\Delta x = 2ct \left(\frac{1}{k} - \frac{1}{k+1} \right), \text{ или } \Delta \lambda = \frac{\Delta x}{c} \approx \frac{2t}{k^2} \approx \frac{\lambda^2}{2l}, \quad (6)$$

т. е. равно, с достаточной степенью точности, постоянной эталона. Отсюда, между прочим, следует, что для разрешения полос в данном спектрографе его разрешающая сила должна быть не меньше постоянной эталона. Для использованного нами эталона $\Delta \lambda \approx 1 \text{ \AA}$, тогда как наш спектрограф (см. описание в [2]) способен практически разрешать две линии, отстоящие друг от друга на $0.2 \text{ \AA}$; таким образом, для использованного спектрографа эталон с разделителем более $4\text{--}5 \text{ мм}$ уже непригоден из-за низкой разрешающей силы спектрографа.

Теперь изображение щели в фокальной плоскости камеры заключено между прямыми aa' и bb' и высота спектра $S = H \frac{f_{\text{кам}}}{f_{\text{колл}}}$, где H — высота щели; отрезок $FF_1 = h = \delta f_{\text{кам}}$, где δ — угол наклона нормали к эталону к оптической оси. По мере изменения этого угла в пределы наблюдаемого спектра $aa'bb'$ будут вступать различные участки семейства парабол, имеющих различный наклон по отношению к направлению дисперсии (различные кольца): чем больше угол наклона δ ,



Фиг. 1. Фотография спектра Солнца, полученная со спектрографом и эталоном Фабри

тем больше наклон парабол к направлению дисперсии и тем больше светлых пятен будет на линии поглощения в непрерывном спектре или темных пятен на линии излучения (т. е. тем больше диаметр кольца, образующего пятно данного λ ; этот вывод также следует из формулы для углового расстояния между последовательными кольцами $\Delta\varphi = -\lambda/2l \sin \varphi$, так как при достаточно большом δ , φ велико). Большие углы наклона (тесно прилегающие друг к другу кольца большого диаметра) невыгодны, так как светлых пятен на участке линии так много, что они сливаются, контраст теряется, или, что то же, разрешающая сила, обратно пропорциональная* порядку интерференции k , падает, ибо k убывает с увеличением диаметра кольца.

Распределение интенсивности вдоль светлой интерференционной полосы данного порядка в функции расстояния, измеренного вдоль полосы, и есть наблюдаемое при помощи эталона и спектрографа распределение интенсивности того участка спектра, который пересекает эта полоса; в частности, при пересечении абсорбционной или эмиссионной линии это есть распределение интенсивности в пределах линии, т. е. наблюдаемый контур спектральной линии. При движении вдоль светлой полосы, при небольшом наклоне полос длина волны меняется очень медленно, что соответствует очень большой дисперсии (в нашем случае доли $\text{\AA}$ на 1 мм); для получения наблюдаемого контура фраунгоферовой линии нужно только от линейного масштаба вдоль полосы перейти к масштабу вдоль дисперсии, т. е. измерить угол наклона полосы к спектральной линии.

Инструментальный контур в случае спектрографа, скрещенного с эталоном Фабри, характеризуется распределением интенсивности вдоль мест наибольшей яркости светлой, интерференционной полосы данного порядка в функции расстояния вдоль полосы, пересекающей изображение спектральной линии от «почти строго монохроматического» источника света, т. е. от источника, для которого ширина спектральной линии пренебрежимо мала по сравнению с ширинами инструментального контура как эталона, так и спектрографа. Если источник не строго монохроматический, с истинным распределением интенсивности $W(\xi)$, где ξ — расстояние, считаемое вдоль интерференционной полосы (т. е. $W(\xi)$ — распределение интенсивности в идеальном случае бесконечно большой разрешающей силы), то наблюдаемое $S(x)$ и истинное распределения интенсивности, при соответствующей нормировке инструментального контура $A(\xi)$, связаны соотношением

$$S(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\xi) A(x - \xi) d\xi, \quad (7)$$

* Разрешающая сила эталона дается формулой

$$\delta\lambda = -\frac{2\lambda}{k\pi} \arcsin \frac{0,61(1-r)}{\sqrt{r}}.$$

где функция A может быть представлена (см. например, работу Шэйна [3]) в виде

$$A(x - \xi) = R(x - \xi) K(x - \xi),$$

Здесь $R(x - \xi) = I/I_{\max}$ есть распределение интенсивности в пределах кольца, или инструментальный контур одного только эталона согласно (1), а $K(x - \xi)$ — инструментальный контур одного только спектрографа. Выражения (7) и (1) показывают, что результирующий инструментальный контур спектрографа с эталоном характеризуется функцией, быстрее спадающей к нулю от центра линии, чем функция, характеризующая обычный контур одного только спектрографа, если коэффициент отражения пластин достаточно велик. Поэтому применение эталона приводит к некоторому увеличению разрешающей силы. Полученные нами при помощи эталона контуры некоторых линий позволяют увереннее исключать влияние блендов. Однако исключение влияния инструментального контура предпочтительно основывать не на каком-либо специальном аналитическом выражении для инструментального контура, а на экспериментальном определении хода функции $A(\xi)$ и последующем решении интегрального уравнения (6) численным методом проб.

Далее, интенсивность рассеянного света (общее рассеяние, см. [4]) для спектра, пересеченного темными и светлыми полосами интерференции, существенно пропорциональна средней интенсивности $\bar{I}$ в поперечном, к системе полос, направлении в местах, свободных от спектральных линий поглощения. Если I_0 — интенсивность непрерывного спектра на обычной спектрограмме, а σ_0 и σ — интенсивности рассеянного света на обычной спектрограмме и спектрограмме, снятой с эталоном, то

$$\frac{\sigma}{I} = \frac{\sigma_0}{I_0},$$

откуда

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\bar{I}}{I_0}. \quad (8)$$

Если I_M — интенсивность максимумов полос на интерференционной спектрограмме, то

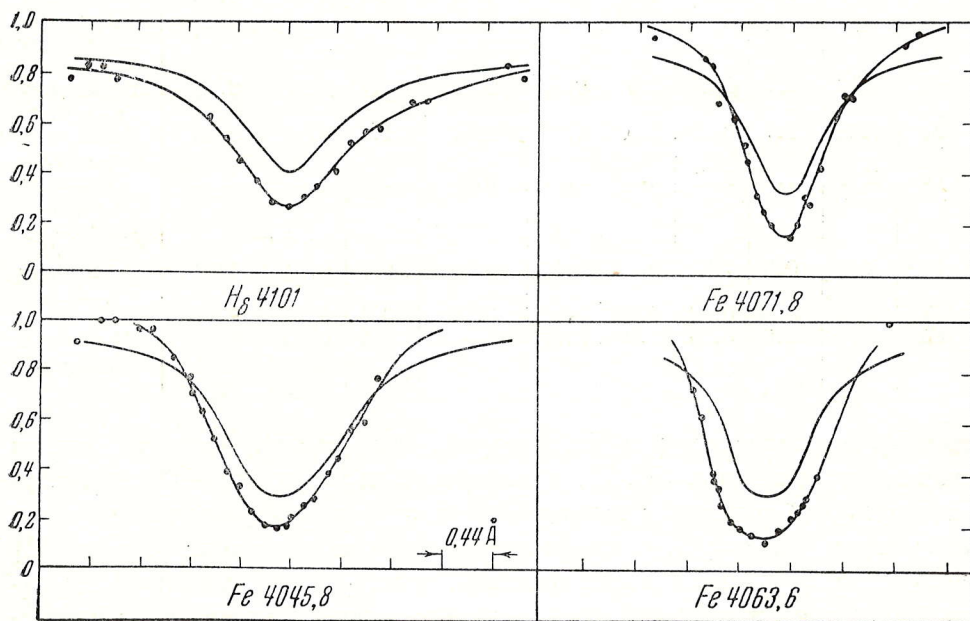
$$\bar{I} = I_M \frac{1}{l} \int_0^l f(x) dx \equiv I_A I_M, \quad (9)$$

где $f(x) = I(x)/I_M$ — относительное распределение интенсивности в пределах полосы, а l — расстояние между полосами (равное, приблизительно, постоянной эталона, см. выше). В нашем случае, посредством фотометрирования интерференционной картины, мы нашли $I_A = 0.59$, так что

$$\sigma = I_A \sigma_0 = 0.59 \sigma_0. \quad (10)$$

если σ_0 и σ измерять в единицах I_0 и I_M , соответственно, как это и принято делать. Так как всегда $I_A < 1$, то применение эталона ведет к заметному ослаблению влияния рассеянного света на измеряемые контуры спектральных линий.

Фотометрические разрезы вдоль светлых полос удобно делать на шпальфотометре, выбирая щель такой ширины и высоты, чтобы ее осредняющее влияние было мало; существенно также учитывать влияние клиновидности щели спектрографа. На фиг. 4 приведены в качестве иллюстрации результаты таких измерений для четырех линий (линии, проведенные по точкам) и для сравнения представлены контуры тех же линий по спектрограммам без эталона Фабри. Мы видим, что контуры, полученные с эталоном, заметно глубже и уже и, как показывает



Фиг. 4. Контуры некоторых спектральных линий, полученные при помощи эталона Фабри (линии, проведенные по точкам), и контуры, полученные обычным способом

небольшая обработка, они практически совпадают с обычными контурами, полученными без эталона, но освобожденными от влияния рассеянного света и инструментального контура спектрографа, т. е. применение эталона на первых порах как бы освобождает нас от трудоемкой процедуры исключения инструментальных искажений.

В табл. 1 приведены полуширины и остаточные интенсивности семи измеренных линий с эталоном, без эталона и по данным атласа Миннаэрта, полученного со спектрографом весьма большой разрешающей силы (на обсерватории Моунт Вильсон).

Из табл. 1 видно, что остаточные интенсивности r_c , полученные с эталоном, близки к не исправленным за рассеянный свет значениям по атласу Миннаэрта (в среднем на 4% выше, чем данные Миннаэрта), хотя полуширины линий иногда заметно отличаются от значений Миннаэрта. Если вдобавок исправить полученные контуры за рассеянный

Таблица 1

Элемент	(λ) $\text{\AA}$	Без эталона		С эталоном, не исправ- ленные		С этало- ном, исправ- ленные за рассея- ние	Миннаэрт, не исправлен- ный		Миннаэрт, исправ- ленный за рассея- ние	Примечание
		$\Delta\lambda (\text{\AA})$	r_c	$\Delta\lambda (\text{\AA})$	r_c	r_c	$\Delta\lambda (\text{\AA})$	r_c	r_c	
H ₈	4101	1.1	0.40	0.90	0.23	0.15	1.4	0.16	0.12	Искажена блендами По Аллену $r_c = 0.22$
H _γ	4340	1.7	0.44	1.5	0.26	0.19	1.7	0.21	0.18	
Fe	4045	1.7	0.28	1.3	0.15	0.07	1.3	0.18	0.13	По Аллену $r_c = 0.16$
Fe	4063	1.1	0.31	1.1	0.14	0.05	0.9	0.16	0.12	По Аллену $r_c = 0.07$
Fe	4071	0.8	0.32	0.77	0.16	0.08	0.7	0.13	0.09	Искажена блендой
Fe	4202	0.8	0.40	0.60	0.24	0.16	0.4	0.15	0.11	По Аллену $r_c = 0.07$
Ca	4227	2.0	0.25	2.0	0.09	—	1.5	0.06	0.03	Искажена блендой

свет σ_0 , составляющий в спектрографе без эталона, согласно нашим ранним определениям, 15% [4], а в комбинации с эталоном — 9% [см. формулу (10)], то согласие с исправленными за влияние рассеянного света значениями Миннаэрта, а также исправленными значениями Аллена [5] получается хорошим. Следует отметить, что 1) исправление за рассеянный свет для линий с остаточной интенсивностью, близкой к 9%, является ненадежным (линии $\lambda\lambda$ 4045, 4063, 4071), а для линии λ 4227 — лишним смыслом, и 2) исправление за рассеяние в инструменте не меняет существенно полуширины $\Delta\lambda$. Это дает нам повод признать весьма эффективным применение эталона Фабри для изучения фраунгоферовых линий даже при наличии спектрографа умеренной разрешающей силы, каковым является симсизский спектрогелиоскоп. При этом, однако, следует употреблять эталон с возможно большим коэффициентом отражения и учитывать, что со временем коэффициент отражения падает и влияние рассеянного света усиливается (например, по нашим спектрограммам, снятым с промежутком в два года, видно, что рассеянный свет увеличился на 6% из-за старения серебряного фильма, покрывающего пластины эталона).

Литература

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
2. См. С. Э. Фриш. Техника спектроскопии. 1936, § 29.
3. C. D. Shane, Lick Observ. Bull. No 449, p. 76, 1932; *ibid.* No 507, 119, 1941.
4. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный, Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 5, стр. 3, 1950.
5. C. Allen, Mem. Commonwealth Observ., Canberra, No 6, 1938.

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД

Г. А. Шайн

На основании наблюдательных данных, полученных в основном в Симеизе (табл. 1), в этой работе рассматривается вопрос о центральных интенсивностях сильных линий поглощения. Главными закономерностями являются: 1) значительное увеличение глубины линий с уменьшением температуры, приблизительно от 43 до 88 в пределах B0 — F5 (табл. 1, фиг. 1); 2) весьма заметное уменьшение глубины линий вдоль спектра с увеличением длины волны, приблизительно от 73 до 30 в пределах 4000—8800 Å для звезды класса A и от 92 до 75 в пределах 3800—8600 Å для Солнца (фиг. 2 и 3); 3) одинаковое или почти одинаковое значение глубины сильных линий в спектре данной звезды независимо от рода атомов (табл. 2, 3, 4, фиг. 4, 5); 4) одинаковое или почти одинаковое значение глубины линий балмеровской серии независимо от силы осциллятора (табл. 5, фиг. 6); 5) очень небольшое уменьшение глубины линий с увеличением абсолютной яркости звезд B и A (или с уменьшением полного поглощения линий), делающееся заметным при переходе к белым сверхгигантам (фиг. 7, 8).

В аспекте наблюдательных данных рассмотрена аналогия между проблемой центральных интенсивностей линий поглощения и проблемой эмиссионных линий (фиг. 9, 10).

В работе сделана некоторая попытка интерпретировать наблюдательные данные в отношении центральных интенсивностей линий поглощения с точки зрения гипотезы захвата электронов, гипотезы «истинного поглощения» и рассеяния света свободными электронами.

§ 1. Проблема центральных интенсивностей линий поглощения представляет большой интерес с нескольких точек зрения. Например, эта проблема очень тесно связана с видом взаимоотношения между излучением и материей, иначе говоря, решение зависит от того, имеет ли место в высоких слоях атмосферы звезд флюоресценция, чистое рассеяние или истинное поглощение. Проблема представляет большой интерес с точки зрения интерпретации звездных спектров. Очень возможно, что центральная интенсивность представляет собой самодовлеющий индикатор физических условий в атмосферах звезд. Наши знания и в отношении теории центральных интенсивностей сильных линий поглощения и в отношении наблюдательных данных очень скудны. В конце концов, мы даже не знаем сколько-нибудь уверенно, меняется ли реально централь-

ная интенсивность сильных линий при переходе от одного спектрального класса к другому, при переходе от одной области спектра к другой, при переходе от звезд малой абсолютной яркости к большой, и т. д.

При исследовании звездных спектров, полученных даже при умеренной дисперсии (порядка $30 \text{ \AA/мм}$), центральная интенсивность почти всегда оставляется без внимания. Последнее, вероятно, связано с тем, что наблюдаемая центральная интенсивность наиболее искажается инструментальным профилем.

При упомянутой выше дисперсии можно получить для более сильных линий ($W > 1.5 \text{ \AA}$) довольно верные значения центральной интенсивности. К тому же надо иметь в виду, что внутренняя точность определения центральной интенсивности довольно значительна, вообще выше точности определения полного поглощения.

Элементарная теория образования линий поглощения приводит к выводу, что для случая чистого рассеяния или монохроматического равновесия центральная интенсивность сильных линий должна быть очень близка к нулю. Этот результат собственно не зависит от модели атмосферы и сохраняет силу как для модели Шварцшильда — Шустера, так и для модели Милна — Эддингтона.

Совсем другое будет иметь место для случая истинного поглощения или локального термодинамического равновесия. Вследствие того, что коэффициент поглощения k_ν для центра сильных линий очень велик, мы проникаем в звездную атмосферу для соответствующей длины волны на очень небольшую глубину. Именно для этого значения λ атмосфера очень непрозрачна, и в этом случае лишь самые внешние слои будут играть роль в образовании центра линии поглощения. Эти слои имеют пограничную температуру T_0 , и если здесь имело бы каким-то образом место истинное поглощение, то интенсивность радиации для центра линии должна была бы соответствовать температуре поверхностных слоев. Это и есть физическая основа того, что для случая истинного поглощения для всех достаточно сильных линий интенсивность излучения в центре, независимо от значения вероятности переходов, должна иметь одно и то же конечное значение, приближающееся к интенсивности излучения, соответствующего термодинамическому равновесию при температуре внешней границы звезды. Иначе говоря, интенсивность для центра сильных линий должна соответствовать равновесному излучению для черного тела для самого верхнего слоя атмосферы, имеющего поверхностную температуру T_0 .

С другой стороны, из теории известно, что интенсивность непрерывного спектра для самого края диска для данного значения λ также равна интенсивности излучения для температуры внешней границы звезды T_0 . Отсюда следует, что для случая истинного поглощения интенсивность в центре сильных линий, соответствующая в целом всему диску звезды, равна интенсивности непрерывного спектра для края диска.

Центральная интенсивность может значительно отклоняться от нуля тогда, когда имеет место какой-либо процесс, при котором переизлучение по-

глощенного кванта необязательно осуществляется в той же самой длине волны, т. е. когда взаимодействие между радиацией и материей происходит по схеме «поглощения», описываемого законом Кирхгофа. Однако трудно себе представить, как в самых верхних наиболее разреженных слоях атмосферы может осуществляться взаимодействие между радиацией и материей, подчиняющееся закону Кирхгофа. Одно время полагали, что последнее осуществляется благодаря неупругим столкновениям. Однако Паннекук [1] показал, что это не так.

Имеется и другая форма взаимодействия между материей и полем радиации, когда переизлучение поглощенного кванта необязательно осуществляется в той же самой длине волны. Так, Росселанд [2] высказал идею, что процессом, ответственным за значительную центральную интенсивность, может быть флюоресценция.

Однако собственно гипотезу захвата электронов, гипотезу рекомбинационного свечения для объяснения центральной интенсивности линий поглощения выдвинули Стремгрен [3], а также Вулли [4]; гипотезу флюоресценции выдвинули также Паннекук [5] и Унзольд [6], но они рассматривают не взаимосвязь дискретных стационарных состояний и ионизацию, а взаимосвязь только стационарных состояний. Однако флюоресценция по первой схеме должна играть более значительную роль.

Теорию центральных интенсивностей линий можно рассматривать в двух аспектах: 1) с точки зрения теории атома; 2) исходя из уравнения для потока излучения для случая истинного поглощения, как, например, это делает Унзольд [7] в работе о τ Scorpii. Если рассматривать проблему в первом аспекте, то в конечном счете центральная интенсивность определяется вероятностью фотоионизации из возбужденного состояния

$$I_c \propto \sqrt{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}. \quad (1)$$

Такая трактовка проблемы, в основном применимая к резонансным линиям, в общем дает правильный порядок наблюдаемых значений центральных интенсивностей сильных линий, хотя в отдельных случаях отклонения оказываются значительными.

Если по какой-либо причине интенсивность радиации и вероятность фотоионизации из основного состояния отличается на какой-то фактор Q от интенсивности для черного излучения, то число процессов $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ будет, очевидно, в Q раз больше, и излучение в частоте $2 \rightarrow 1$ будет также в Q раз больше, чем при термодинамическом равновесии, и соответственно увеличится в Q раз центральная интенсивность. В случае диллюции радиации Q всегда больше единицы.

Вообще все факторы, способствующие ионизации, будут иметь своим следствием увеличение центральной интенсивности. Это, может быть, согласно предположению Стремгрена [3], повышение ультрафиолетового ионизирующего излучения в результате отклонения от термодинамического равновесия ($Q > 1$).

Согласно Крату [8], повышение центральной интенсивности линий

может быть объяснено аномально высокой кинетической температурой самых верхних слоев атмосферы. По крайней мере для Солнца имеется основание думать, что кинетическая температура внешних хромосферных слоев значительно выше граничной температуры. Можно думать и о других факторах, способствующих ионизации и повышающих центральную интенсивность линий. Так, согласно Шкловскому [9], доминирующим фактором в ионизации протуберанцев и, возможно, вообще наиболее высоких слоев солнечной атмосферы является идущее сверху жесткое монохроматическое и непрерывное излучение корональных слоев. Если речь идет о линиях H и He, то ионизирующее действие может быть объяснено жесткими квантами в области между границами поглощения водорода $\lambda 912$ и нейтрального гелия $\lambda 504$, где находятся очень сильные резонансные линии $\lambda 776$ (Ne VIII) и $\lambda 625$ (MgX).

Так как нет основания считать наличие короны каким-то исключительным явлением для Солнца, то можно предполагать, что идущее сверху жесткое монохроматическое и непрерывное излучение внутренних корональных слоев также является источником ионизирующего действия для хромосферных, а также вообще высоких атмосферных слоев звезд, ответственных за образование центральных интенсивностей линий поглощения. Фактор, о котором идет здесь речь, возможно, также является причиной увеличения центральных интенсивностей линий поглощения.

Так как различного рода хромосферные образования более возбуждены, чем обрабатываемый слой (Мустель и Северный [10]), то идущая от них сверху вниз радиация также, может быть, играет некоторую роль в повышении центральной интенсивности линий поглощения.

В настоящее время мы не можем, собственно, точно учесть эффект некогерентного рассеяния, но, повидимому, в известных случаях можно ожидать перераспределения радиации между крыльями и центром [11]. Вопрос о влиянии на центральную интенсивность рассеяния света свободными электронами будет рассмотрен позже. Вне рассмотрения мы оставляем влияние чисто геометрических факторов, например вращения звезд. В связи с этим мы оставили вообще вне рассмотрения звезды с характеристикой n и nn , хотя вращение почти не искажает профиля широких водородных линий в спектрах класса A.

Если речь идет не об индивидуальных линиях, а об общей проблеме зависимости центральной интенсивности линий от температуры и длины волны, то проблему центральных интенсивностей можно рассмотреть, исходя из уравнения для потока излучения для случая «истинного поглощения». Однако к выводам, вытекающим из принятия «механизма поглощения» следует отнестись с большой осторожностью. Так, известно, что «механизм поглощения» приводит, между прочим, к неоправданному наблюдением выводу об исчезновении линий поглощения на краю диска. Кроме того, механизм «истинного поглощения» в строгом смысле трудно принять для объяснения центрального поглощения и с точки зрения некоторых общих соображений об условиях в самых верхних слоях атмосферы звезд.

Вычислить центральную интенсивность сильных линий для случая «истинного поглощения» можно следующим образом. Теория лучистого равновесия и для модели $S-S$ и для модели $M-E$ приводит для случая «истинного поглощения» или «локального термодинамического равновесия» к некоторому выражению для потока радиации F_ν (усредненное значение интенсивности по всему диску). Подробное численное решение для F_ν как функции двух переменных $\alpha = \frac{h\nu}{kT}$ и $\frac{\bar{k}}{k_\nu}$ (при допущении, что отношение росселандова среднего $\bar{k}$ к коэффициенту поглощения k_ν для данного значения λ не меняется с глубиной) дано Буркхардтом [12].

Обозначая для центра линии через $F_{\nu,0}$ поток радиации, как соответствующий пограничной температуре T_0 (для него $\frac{\bar{k}}{k_\nu}$, очевидно, стремится к нулю), и через F_ν — поток радиации в прилегающем участке непрерывного спектра ($\frac{\bar{k}}{k_\nu}$ здесь, вероятно, порядка единицы), мы будем иметь для центрального поглощения

$$R_c = \frac{F_\nu - F_{\nu,0}}{F_\nu}, \quad \text{или} \quad R_c = \frac{F_\nu\left(\alpha, \frac{\bar{k}}{k_\nu}\right) - F_\nu(\alpha, 0)}{F_\nu\left(\alpha, \frac{\bar{k}}{k_\nu}\right)}. \quad (2)$$

Ничего не зная о k_ν для центра линии, кроме того, что в центре сильных линий оно очень велико по сравнению с $\bar{k}$, мы можем вычислить для определенных значений $\frac{\bar{k}}{k_\nu}$ (вообще порядка 1) центральное поглощение R_c как функцию эффективной температуры T_e и длины волны λ .

Уже из самого принятия механизма образования линий по схеме «истинного поглощения» непосредственно следует, что центральная интенсивность линий должна расти с увеличением температуры, а также с увеличением длины волны. То же следует и в случае флюоресценции, как это видно из приведенной выше формулы (1). С другой стороны, теория чистого рассеяния дает для центральной интенсивности сильных линий значение нуль или очень близкое к нулю.

В теории центральных интенсивностей линий поглощения остается много неясного, и к результатам вычислений следует относиться с большой осторожностью. Тем не менее значительный интерес представляет сравнение наблюдательных данных с теоретическими, хотя в последних мы очень мало уверены.

§ 2. Действительное поведение центральных интенсивностей сильных линий как функции температуры и длины волны следует считать невыясненным. Мы даже твердо не знаем, меняется ли вообще центральная интенсивность сильных линий при переходе от одного спектрального класса к другому, а также при переходе от более коротковолновой части спектра к более длинноволновой. Поэтому представляет большой интерес

исследовать этот вопрос, в частности, с точки зрения интерпретации звездных спектров. Последнее, возможно, и поможет пролить некоторый свет на трудный и мало ясный вопрос об образовании центральных интенсивностей линий как функции условий в атмосферах звезд.

Эта работа основана главным образом на материале, полученном в Симеизе. Вообще преимущественно здесь рассматриваются водородные линии. На фиг. 1 мы нанесли измеренные глубины линии H_γ для 49 звезд разных спектральных классов (табл. 1), спектры которых были получены в Симеизе на 40-дюймовом рефлексоре (дисперсия 36 Å/мм около H_γ).

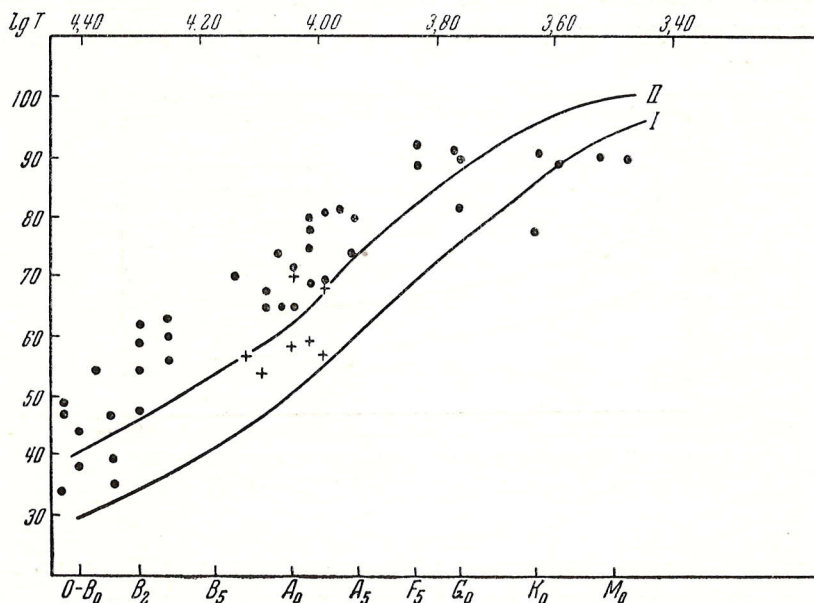
Таблица 1

	Sp.	R_c		Sp.	R_c
λ Cephei	O6ns	34	η Leon.	cA0	70
λ Orion. (br)	O8ns	48	α Cor. Bor.	A0n	72
ι Orion.	O9ns	47	β Aurigae	A1ns	80
ε Orion.	B0ns	38	α Lyrae	A1ns	78
σ Orion.	B0ns	44	α Can. Ven.	A1s	69
λ Orion. (f)	B0ns	54	ε Urs. Maj.	A1ns	75
ς Orion.	B1ns	35	ν Ceph.	cA1	59
δ Orion.	B1ns	39	γ Gem.	A2s	81
ρ Leon.	B1ns	47	α Cygni	cA2	69
γ Orion.	B2ss	54	δ Leon.	A2n	69
π^4 Orion.	B2ss	62	ι Pers.	cA2	57
α Virgin.	B2ns	47	θ Leon.	A3s	81
γ Peg.	B2ss	59	β Ariet.	A4ns	74
ι Herc.	B3ss	63	δ Cass.	A4n	80
δ Ceti	B3ss	60	α Can. Min.	F5	88
η Urs. Maj.	B3ns	56	α Pers.	F5	92
τ Orion.	B6s	70	γ Cygni	F8	90
67 Oph.	cB7	57	β Com. Ber.	G0	89
β Orion.	cB8	54	Солнце	G0	82
β Tauri	B8ns	65	α Boot.	K0	90
β Pers.	B8s	67	β Gem.	K0	77
θ Aquil.	B9s	74	γ Aquil.	K2	88
4 Lacertae	B9ss	65	α Tauri	K5	89
σ Cygni	cA0	58	α Orion.	M1	88
α Andr.	A0ns	65			

Поправка за инструментальный профиль, когда речь идет о широких и сильных линиях H_γ в пределах B5—F0, большей частью мала. Только для класса O и для самых ранних подклассов B эта поправка значительна. Нами рассмотрены только более сильные линии, эквивалентная ширина которых больше 1.5Å. Для более надежного учета инструментального профиля все наши измерения для указанных выше групп звезд были редуцированы к системе центральных интенсивностей, основанной на средних результатах для звезд, полученных при очень большой дисперсии (данные Эндерхилл [13] для B звезд, полученных в фокусе куда на обсерватории Мак Дональд, а также данные из атласа Гилтнер и Виллиамс [14]).

Что касается звезд более поздних классов, начиная с F5, то подобная же редукция могла быть произведена на основании атласа Гилт-

нер и Виллиамс, а также атласа Миннаэрт, Мулдерс и Хоутгаст [15]. Однако вследствие наличия бленд редукция здесь мало надежна, и мы предпочли использовать средние значения R_c , основанные на данных из упомянутых каталогов и наших собственных редуцированных наблюдений, грубо исправленных за инструментальный профиль. Точность R_c для этих звезд, достигающая, вероятно, 5—7 единиц второго знака, надо полагать, меньше, чем для звезд более ранних классов.



Фиг. 1. Центральное поглощение и спектральный класс или температура: I—($k/k_v=1$); II—($k/k_v=2$)

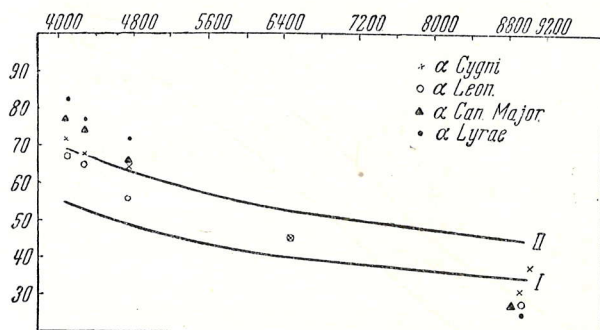
Как видно из фиг. 1, наблюдаемая глубина линии H_γ значительно уменьшается с увеличением температуры в пределах B0—F5. Выявляющаяся дисперсия в R_c в пределах каждого спектрального подкласса, вероятно, в значительной степени реальна. Наблюдения недостаточно точны, чтобы вывести заключение в отношении глубины H_γ в спектрах звезд более поздних классов, за исключением того, что R_c здесь близко к 90 с возможной ошибкой порядка 6 единиц. Можно предполагать, что выявляющаяся картина на фиг. 1 близка в действительности, так как если на фиг. 1 нанести немногие наблюдения, полученные при очень большой дисперсии, то будем иметь приблизительно то же самое.

На фиг. 1 мы нанесли также две вычисленные согласно формуле (2) кривые, связывающие глубину какой-то сильной линии в данной области спектра с температурой. Разумеется, обе кривые относятся не к какой-либо определенной линии, а к любой линии в этом участке спектра, если только она настолько сильна, что в центре линий k_v очень велико по сравнению с $\bar{k}$. Обе кривые для $\bar{k}/k_v=1$ и $\bar{k}/k_v=2$ соответствуют тому случаю, когда образование линий идет по схеме «истинного погло-

щения». Значение $\bar{k}/k_v$, вероятно, не остается постоянным в широком диапазоне температур, но едва ли это отношение выходит из пределов 0.6—2.0.

Что касается механизма «чистого рассеяния», то этому случаю на фиг. 1 соответствует горизонтальная линия для $R_c = 100$.

Мы не придаем большого значения сравнению наблюдений с теорией. Вычисленные кривые приведены здесь, скорее, для иллюстрации. Небезынтересно отметить известное согласие в ходе изменения глубины линии с температурой в пределах В0—F5 между наблюдениями и вы-



Фиг. 2. Центральное поглощение и длина волны (звезды В8—А2): I—($\bar{k}/k_v = 1$); II—($\bar{k}/k_v = 2$)

числениями. Однако отклонение в абсолютном значении R_c очень значительно, в особенности если учесть, что вероятное значение $\bar{k}/k_v$, скорее, меньше единицы.

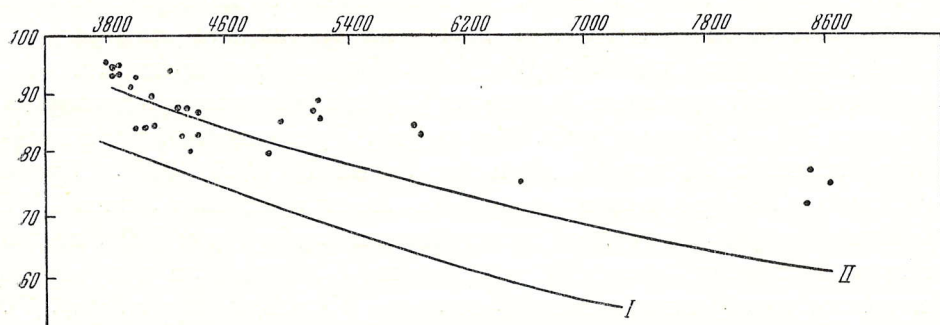
§ 3. Для исследования зависимости глубины линий от длины волны мы отдельно рассматриваем звезды класса А и Солнце. Для этой цели на фиг. 2 были нанесены глубины четырех водородных линий H_δ , H_γ , H_β , H_α в спектрах четырех звезд класса В8—А2 (результаты наблюдений в Симеизе) и линий пашеновской серии Pa 11, Pa 12, вероятно, свободных от влияния перекрытия крыльев (результаты наблюдений Меррилла и Вилсон [16]). Мы ограничились для иллюстрации только четырьмя из пяти звезд, наблюдаемых в инфракрасной области. Здесь охвачен участок спектра в пределах от 4100 до 8870 Å. Как видно, центральная интенсивность значительно увеличивается с длиной волны.

Для исследования зависимости центрального поглощения линий от длины волны наиболее богатый материал дает спектр Солнца. Из атласа Миннаэрта, Мулдерс и Хоутгаст [15] мы выбрали линии с $W > 0.50 \text{ Å}$, которые считаем более свободными от бленд, и нанесли их на фиг. 3. Несомненно, и здесь мы имеем реальное увеличение центральной интенсивности линий с увеличением длины волны. Однако градиент для Солнца меньше, чем для звезд класса А.

Всегда можно опасаться, что уменьшение центрального поглощения линий на фиг. 2 и 3 является просто результатом уменьшения дисперсии

в случае призмowego спектрографа. Однако упомянутый выше эффект наблюдается при очень большой дисперсии и в случае дифракционного спектрографа. Поэтому не приходится сомневаться в реальности наблюдаемого уменьшения глубины или контрастности линий с увеличением длины волны.

На фиг. 2 и 3 нанесены для иллюстрации также кривые для $\bar{k}/k_v = 1$ и $\bar{k}/k_v = 2$, вычисленные по формуле (2). Так менялась бы глубина линий с длиной волны, если бы каким-то образом здесь действовал механизм «истинного поглощения» (при дополнительном условии постоянства $\bar{k}/k_v$ вдоль всего спектра). Уменьшение глубины линии с длиной волны следует также из вышеприведенной формулы (1). В слу-



Фиг. 3. Центральное поглощение и длина волны (Солнце).

$I - (\bar{k}/k_v = 1)$; $II - (\bar{k}/k_v = 2)$

чае же механизма чистого рассеяния вообще нет основания ожидать изменения глубины линий с длиной волны.

Между прочим, эффект уменьшения контрастности линий можно сопоставить с давно отмеченным фактом общего ослабления спектральных линий в длинноволновой области спектра как результат того, что линии с большей длиной волны обязаны большей частью переходам с более высоких энергетических уровней. Как известно, в этом случае значения вероятностей переходов малы, и поэтому линии вообще слабы [17].

§ 4. Интересно выяснить, насколько центральная интенсивность сильных линий зависит от состояния возбуждения, рода атомов и т. д.

Ниже нами сопоставлены наблюдательные данные в отношении линий, обязанных различным атомам. Нами рассмотрены отдельно звезды А, звезды В и Солнце. Чтобы избежать возможного влияния инструментальных ошибок, мы, базирываясь на симеизских наблюдениях, остановились в отношении звезд класса А1—А5 только на сравнении сильных водородных линий (H_δ , H_γ) и кальциевой линии К (в этом случае поправка за инструментальный профиль, которую пришлось вводить лишь редко, мала). Ниже в табл. 2 даны измеренные нами центральные поглощения для 10 звезд. Из сопоставления этих данных (фиг. 4.) видно, что цент-

Таблица 2

	H_{δ}, H_{γ}	К		H_{δ}, H_{γ}	К
β Aurigae	82	85	α Lyrae	82	82
δ Leonis	69	72	θ Leonis	80	80
γ Gemin.	82	78	β Arietis	76	79
α Cygni	72	77	α Can. Major.	85	92
β Leonis	75	74	δ Cassiop.	80	87

ральные поглощения R_c для водородных и кальциевых линий близки друг к другу (в среднем R_c для К на 2—3 единицы больше).

Что касается звезд В0—В5, то исправление за инструментальный профиль для линий Н и Не при дисперсии симеизского спектрографа мало надежно даже для $0.7 < W < 1.0 \text{ \AA}$. Поэтому мы предпочли воспользоваться наблюдениями Эндерхилл [13], полученными при дисперсии $2 \text{ \AA}$ около $4000 \text{ \AA}$. Ниже в табл. 3 и на фиг. 5 мы сопоставляем исправленные значения R_c для H_{δ} , H_{γ} и для линий Не 4026, 4471. Кроме того, там же мы сопоставили водородные линии и отдельно линию 4471 (кружки), которая, как будто, систематически глубже, чем 4026, на две единицы последнего знака. На той же фиг. 5 мы нанесли полученные при той же дисперсии значения R_c согласно Унзольду для τ Scorp. [7]. Можно указать здесь, что Унзольд впервые отметил для этой звезды равенство R_c для водородных и гелиевых линий и подчеркнул значение этого факта с точки зрения теории центральных интенсивностей.

Таблица 3

	H_{δ}, H_{γ}	4026, 4471	4471
ρ Leonis	48	41	43
χ^2 Orionis	45	47	47
σ^2 Can. Major	49	50	51
χ Aurigae	42(1)	35(1)	35
η Can. Major.	51	46	51
ϵ Can. Major.	51	48	51
γ Pegasi	62	56	58
τ Scorpii	43	44	48

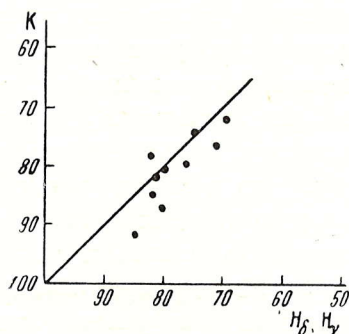
На основании этих данных можно сделать заключение, что значения R_c для водородных и гелиевых линий в спектрах звезд В очень близки друг к другу, так же как R_c для водородных и кальциевых линий в спектрах звезд А. Линии гелия, может быть, менее глубоки всего лишь на 2—3 единицы последнего знака.

Что касается звезд более поздних классов, то мы выбрали наиболее сильные линии из атласа Миннаэрта, Мулдерса и Хоутгаст для Солнца, а из атласа Гилтнер—Виллиамс те же линии для α Pers., α Can. Min., α Boot. и α Orion. (табл. 4).

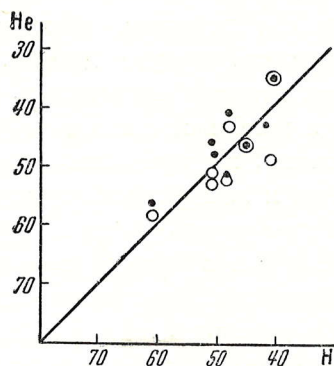
Таблица 4

Элемент	Число линий	α Pers.	α Can. Min.	Солнце	α Boot.	α Orion.
Ca II	2			91		
H δ , H γ , H β	3	89	88	82	92	93
Ca I	1	84	89	95	98	99
Mg I	6(3)	76	84	88	97	90
Fe I	6	83	89	85	97	93
Na I	2	71	82	84	92	97
Среднее . .	—	80	86	87.5	95	94.5

В общем, за небольшим исключением, имеет место близкое значение R_c для разных элементов и для разных групп линий. Хотя мы не уверены, что абсолютные значения R_c , взятые из атласа Гилтнера и Вил-



Фиг. 4. Сопоставление центральных поглощений водородных линий H γ , H δ и кальциевой линии K в спектрах звезд класса A



Фиг. 5. Сопоставление центральных поглощений водородных линий и линий гелия в спектрах звезд класса B

лиамс, свободны от систематической ошибки, но выявляющееся из приведенной табл. 4 довольно близкое равенство относительных значений R_c для разных групп линий несомненно реально.

Интересно также выяснить, зависит ли центральное поглощение сильных линий от вероятности переходов или от силы осциллятора. Это было проверено на линиях бальмеровской серии в пределах H $_4$ —H $_{16}$. С этой целью были рассмотрены две звезды α Cygni и α Lyrae. Однако надо иметь в виду, что вследствие зависимости центральной интенсивности линии поглощения от длины волны (фиг. 2) невозможно наблюдать в чистом виде зависимость R_c от f . Поэтому в табл. 5 и фиг. 6 мы даем лишь непосредственно измеренные значения R_c . Некоторое уменьшение глубины линий в более далекой фиолетовой области в спектре α Лиры и отчасти в α Cygni следует отнести за счет депрессии непрерывного спектра вследствие перекрытия крыльев. С другой стороны, меньшая

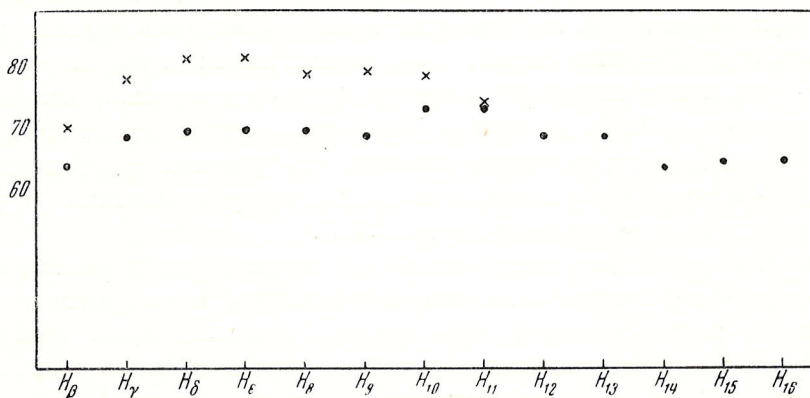
Таблица 5

	α Cygni	α Lyrae	f
H_{β}	64	71	0.12
H_{γ}	69	78	045
H_{δ}	70	82	022
H_{ϵ}	70	82	013
H_8	70	79	0080
H_9	69	80	0055
H_{10}	73	79	0038
H_{11}	73	73	0028
H_{12}	68 ₅		0022
H_{13}	68 ₅		0017
H_{14}	63		0014
H_{15}	65		0010
H_{16}	65		00088

глубина H_{β} , вероятно, обязана эффекту зависимости R_c от λ (фиг. 2). Учитывая это, следует думать, что центральное поглощение линий практически остается неизменным, несмотря на то, что f в пределах $H_{\beta}-H_{16}$ меняется приблизительно в 130 раз. Сопоставляя все приведенные выше наблюдения, мы приходим к заключению, что значения R_c для разных элементов и для разных групп линий в спектре данной звезды во всяком случае очень близки друг к другу. Что касается таких звезд, как α Bootis и α Orionis, когда центральное поглощение близко к 100, то наблюдаемый результат можно согласовать также и с гипотезой «чистого рассеяния». Однако для сильных линий в спектрах звезд класса В, А, F, G мы имеем очень близкие значения R_c для разных элементов и для разных групп линий при очень значительном отклонении R_c от значения 100. Теория центральных интенсивностей линий поглощения еще настолько мало разработана, что трудно говорить о сравнении ее с наблюдениями. Гипотеза «чистого рассеяния», повидимому, не оправдывается, по крайней мере, для звезд класса В — F. Невыявление заметных различий в центральных интенсивностях для индивидуальных линий, как будто, не согласуется с гипотезой флюоресценции. Правда, в случае флюоресценции вообще трудно получить точные численные результаты для различных линий.

Как это ни удивительно, но наблюдаемое поведение сильных линий поглощения в отношении центральных интенсивностей в известной степени таково, как если бы в высоких слоях атмосферы осуществлялось «истинное поглощение». В частности, в последнем случае должны быть стерты различия в центральных интенсивностях для индивидуальных линий. Однако гипотезу «истинного поглощения» трудно принять здесь на основании общих соображений. Кроме того, мало приемлемым представляется также допущение больших значений для $k/k_v (\gg 2)$. Действительно, результат в очень значительной степени, очевидно, должен зависеть от значения известного отношения росселандова коэффициента

непрозрачности k к непрерывному коэффициенту k_ν — отношения, зависящего от общей непрозрачности атмосферы или от значения оптической толщи. Исходя из более старой теории коэффициента непрерывного поглощения, можно ожидать, согласно Унзольду, $\bar{k}/k_\nu$ близким к 1 (или даже меньше единицы). Поэтому можно думать о некоторых неучтенных механизмах поглощения. Что касается горячих звезд, то известную роль может играть здесь непрерывное поглощение для гелия и других элементов в очень далекой ультрафиолетовой области. Еще более значительной должна быть роль томсоновского рассеяния свободными электронами — фактор, повышающий в горячих звездах усредненное значение $\bar{k}$.



Фиг. 6. Центральное поглощение и сила осциллятора: x — α Lygae, • — α Cygni

В более поздних классах звезд непрозрачность атмосферы определяется в основном отрицательными ионами водорода. Для этих звезд, оказывается, для согласования теории с наблюдениями также требуется увеличение $\bar{k}/k_\nu$. Так известно, что в совершенно отличной проблеме распределения энергии в непрерывном спектре Солнца Чандрасекар и Мюнх [18] вынуждены были для приведения в согласие теории с наблюдениями увеличить произвольно в 1.42 раза вычисленный ими для случая поглощения отрицательными ионами водорода усредненный коэффициент поглощения $\bar{k}$. По крайней мере для Солнца это расхождение, может быть, можно объяснить наличием дополнительного поглощения в далекой ультрафиолетовой области (сильное сгущение линий в ультрафиолете и др.). Однако заслуживает внимания, что максимальное расхождение наблюдается для промежуточных температур 7000—10000° (фиг. 1), и для этого случая уже совсем трудно найти объяснение.

§ 5. Говоря об эффекте рассеяния света свободными электронами в атмосферах горячих звезд, необходимо иметь в виду не одно лишь только влияние электронов на увеличение среднего значения $\bar{k}$, определяющего общую непрозрачность атмосферы, — фактор, увеличивающий центральную интенсивность линий. Рассеяние света свободными электронами влияет на интенсивность линий еще и в другом отношении.

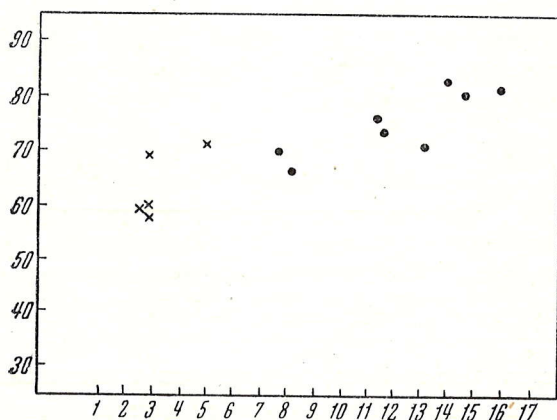
В атмосферах горячих звезд, в особенности сверхгигантов, внешние слои полностью ионизованы. Здесь мы имеем случай, когда радиация из более низких слоев, в которых образуются линии поглощения, проходит через «электронный» слой. Такая задача недавно была рассмотрена Мюнхом [19]. Очевидно, что в результате такого прохождения света в основном мы будем иметь уменьшение глубины линий.

Очень грубо оценивая оптическую толщину для «электронного» слоя в атмосферах звезд ранних подклассов В0—В2, мы найдем τ_e порядка 0.1. Хотя остается очень большая неопределенность в вычислении уменьшения центрального поглощения линий в спектрах этих звезд, но, может быть, последнее достигает нескольких процентов.

Надо иметь в виду, что влияние рассеяния света свободными электронами при одном и том же значении τ_e тем больше, чем меньше ширина и полное поглощение линий. Для узких линий даже малое значение τ_e уже может сказаться на центральном поглощении. Возможно, что при переходе от В2 к В0 эффект рассеяния электронами для водородных линий увеличивается не только потому, что увеличивается ионизация, но также потому, что уменьшается ширина водородных линий (W уменьшается для H_γ в среднем от 3.4 до 2.5 Å).

Так как оптическая толщина подобного вышележащего «электронного» слоя является функцией электронного давления и ускорения силы тяжести, то можно ожидать, что влияние рассеяния света свободными электронами на центральное поглощение будет зависеть в известной степени от абсолютной яркости звезд. Вероятно, речь может идти только о том, что в сверхгигантах центральное поглощение линий будет уменьшено. Эффект должен сделаться тем более заметным, что ширина водородных линий в спектрах сверхгигантов более горячих звезд мала. Этот эффект, возможно, распространяется до сВ8—сА2. Если обратиться к наблюдательным данным, представленным на фиг. 1, то трудно получить какой-либо ответ на интересующий нас вопрос. Глубина линий действительно значительно уменьшается с увеличением температуры (а также с очевидным уменьшением полного поглощения H_γ). Также мы имеем относительное уменьшение глубины для белых сверхгигантов (крестики). Однако нет сомнения, что и то и другое в основном не обязано рассеянию света свободными электронами при прохождении света через «электронный» слой. Наоборот, можно сказать, что если последний эффект и имеет место, то роль его мала или очень мала. В пользу этого говорят, например, два следующих довода: 1) если незначительная глубина H_γ в спектрах звезд В0—В3 была бы обязана в основном рассеянию света в «электронном» слое, то это должно было сопровождаться очень значительным расширением линии H_γ . В действительности этого нет; 2) если этот эффект влияет так значительно на такую сильную линию, как H_γ , то он должен привести почти к исчезновению слабых линий в спектрах тех же звезд. Между тем известно, что наряду с сильными водородными линиями наблюдается большое число слабых и очень слабых линий.

Отчасти в связи с поставленным здесь вопросом рассмотрим связь между глубиной линий и абсолютной яркостью звезд ранних классов. Как известно из теоретических соображений, подкрепленных наблюдательными данными, полное поглощение водородных линий является хорошим критерием абсолютной яркости звезд. Поэтому для изучения интересующего нас вопроса мы можем сопоставить центральное и полное поглощение H_γ . Используя наши малочисленные наблюдения (табл. 1), мы нанесли на фиг. 7 и 8 отдельно результаты для группы O—B0 и A0—A2. Повидимому, очень небольшое уменьшение глубины линий с увеличением абсолютной яркости действительно обнаруживается. Для группы A0—A2 это идет главным образом за счет сверхгигантов.



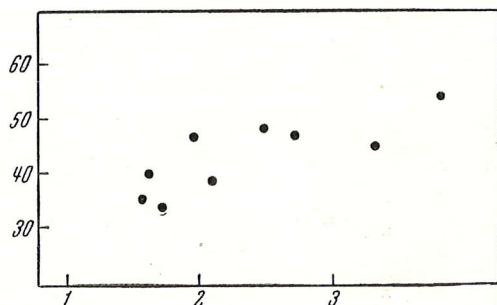
Фиг. 7. Центральное поглощение (ордината) и полное поглощение (абсцисса) для звезд A0—A2 (крестики — сверхгиганты)

Однако трудно решить сейчас вопрос о причине наблюдаемого слабого соотношения между глубиной линии H_γ и ее полным поглощением или абсолютной яркостью звезд. Известно, что в спектрах белых сверхгигантов в линии H_α иногда обнаруживается эмиссия. Чаше наблюдается здесь относительно меньшая глубина линий поглощения H_α и H_β . Поэтому, может быть, флюоресценция, по крайней мере частично, ответственна за соотношение, выявляющееся на фиг. 7 и 8. Кроме того, мы не гарантированы также, что по крайней мере часть наблюдаемого эффекта не обязана инструментальным причинам, неточному учету влияния инструментального профиля. Однако уменьшение глубины линии H_γ в спектрах белых сверхгигантов следует признать во всяком случае реальным.

На основании вышеизложенного можно сделать заключение, что влияние рассеяния света в «электронном» слое на поведение центральных интенсивностей линий во всяком случае не велика. Мы не можем найти в наблюдательных данных определенных указаний, что этот эффект значителен. Разумеется, этот эффект нельзя смешивать с известным

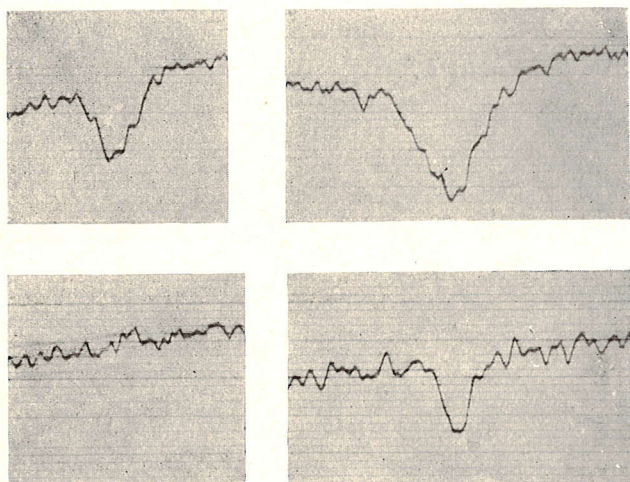
влиянием рассеяния света электронами на общую непрозрачность атмосферы, определяемую отношением $\bar{k} / k_v$.

§ 6. Сделаем еще одно замечание по поводу центральных интенсивностей линий в аспекте некоторой аналогии между проблемой центральных интенсивностей сильных линий поглощения и проблемой эмиссионных линий. Рассмотрение связи этих проблем в рамках гипотезы захвата электронов представляет интерес и с теоретической и практической точек зрения. Если центральная интенсивность сильных линий поглощения действительно обязана захватам электронов в наиболее высоких



Фиг. 8. Центральное поглощение (ордината) и полное поглощение (абсцисса) для звезд класса O—B0

слоях атмосферы, то может быть, в частности в отношении звезд класса В, не всегда имеется различие принципиального характера в условиях образования эмиссионных линий и центральной части неглубоких, но сильных линий поглощения. В звездах В эмиссионные линии образуются, повидимому, при весьма своеобразных условиях, которые в атмосфере данной звезды большей частью более или менее быстро меняются со временем. В соответствии с последним наблюдается не только усиление или ослабление эмиссионных линий со временем, но иногда даже переход от эмиссионных линий к линиям поглощения, более или менее уже похожим на те неглубокие довольно сильные линии поглощения (H, He), которые нередко встречаются в спектрах некоторых обычных, не эмиссионных звезд класса В. Во всяком случае, повидимому, действительно встречаются спектры с такими неглубокими линиями (в особенности H_α), в отношении которых могут возникнуть сомнения, следует ли их отнести к классу Вe или просто к В с неглубокими линиями. Для иллюстрации мы даем на фиг. 9 микрофотограммы для H_α и H_β для двух звезд классов В8: β Orionis и α Leonis (спектры, полученные в Симеизе, при дисперсии $36 \text{ \AA} / \text{мм}$ около H_γ). В спектре первой звезды линия H_α фактически исчезла и как линия поглощения и как эмиссионная линия (по крайней мере для нашей малой дисперсии). Что касается линии H_β , то в спектре β Orionis она представляется аномально неглубокой линией поглощения. Только при очень большой дисперсии и только для H_α можно усмотреть в некоторую эпоху признаки



Фиг. 9. Микрофотограммы линий H_{α} (слева) и H_{β} (справа); верху—звезда класса B8 (α Leonis); внизу — с B8 (β Orionis)

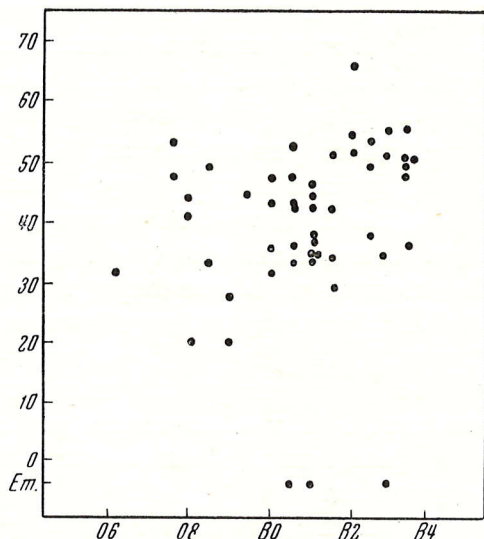
эмиссии. Но при употреблении умеренной и малой дисперсии о тенденции к эмиссии в спектрах подобных звезд можно, вероятно, судить лишь по аномально малой глубине H_β и в особенности H_α . Не следует думать, что все дело здесь в том, что β Orionis является сверхгигантом. Едва только намечающаяся эмиссия или временно исчезнувшая эмиссия встречается нередко и в спектрах звезд Ве, абсолютная яркость которых не очень значительно отличается от яркости обычных звезд В.

В спектрах звезд класса В, повидимому, наблюдается очень значительная дисперсия центральных интенсивностей линий поглощения (в особенности для H_α и H_β). Располагая некоторыми наблюдательными данными в отношении линии H_β , мы нанесли звезды О и В0—В3 на фиг. 10. Сюда вошли для полноты данные Виллиамса [20] и симеизские наблюдения, оба грубо исправленные за инструментальный профиль. Как видно, для этих звезд в пределах каждого подкласса дисперсия центральных поглощений очень значительна. Едва ли можно сомневаться, что эта дисперсия в очень значительной степени

реальна. Около 80% звезд В0—В4 выявляют признаки эмиссии даже в H_β . В соответствии с тем, что было сказано на стр. 81, наблюдаемая дисперсия центральных поглощений на фиг. 10, вероятно, лишь частично обязана эффекту абсолютной величины.

Думается, что если подобный рисунок был бы основан на линии H_α , а не на H_β , то дисперсия выявилась бы еще более резко. Мы почти не имеем данных в отношении центральных интенсивностей H_α . Но из очень малочисленных измерений полных поглощений в спектрах горячих звезд следует, что в среднем полное поглощение H_α составляет только около 65% полного поглощения для H_γ . Хотя мы не уверены, что этот результат совсем свободен от систематической ошибки, имеется серьезное основание думать, что относительное уменьшение W для H_α реально. Очень возможно, что в согласии с тем, что было сказано выше, это уменьшение W обязано очень значительному уменьшению глубины линии H_α .

На основании фиг. 10, а также некоторых общих соображений можно высказать предположение, что, может быть, между Ве и некоторыми обычными звездами В с очень неглубокими линиями не обязательно имеет место совершенно резкое разграничение. Можно предпо-



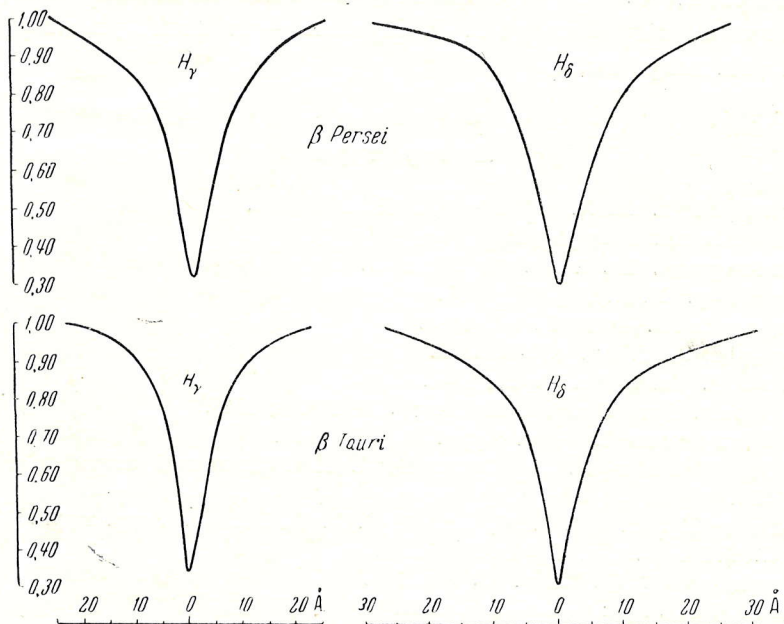
Фиг. 10. Полное поглощение для линии H_β и спектр

ложить, что при некоторых условиях в атмосферах горячих звезд могут образоваться линии, по характеру своему промежуточные между эмиссионными линиями и линиями поглощения, вплоть до полного исчезновения линий поглощения и слияния их с прилегающим непрерывным спектром.

Подобно тому как эмиссионный характер спектра легче всего выявляется по эмиссии в H_α , так и звезды промежуточного характера, вероятно, легче всего можно выявить на основании очень большой центральной интенсивности линии поглощения H_α . Однако вследствие трудности наблюдений области H_α можно ограничиться более доступной областью около H_β , хотя интересующий нас эффект здесь должен быть гораздо слабее, чем для линии H_α . Думается, что измерения или даже оценки глубины первых двух линий бальмеровской серии могли бы выявить немало звезд с аномально неглубокими линиями, звезд, интересных в отношении особых условий возбуждения или структуры более высоких слоев атмосферы, иногда даже, возможно, промежуточных по своему характеру между обычными и эмиссионными звездами. Представленный на фиг. 10 немногочисленный наблюдательный материал показывает, что центральные интенсивности линий, может быть, действительно могут быть использованы как некоторый независимый индикатор особых физических условий в самых верхних слоях атмосфер некоторых горячих звезд.

§ 7. Отметим еще одну сторону рассматриваемой проблемы. Исходя из механизма захвата электронов, как причины центральной интенсивности линий поглощения, легко получить, что влияние этих захватов должно охватить лишь очень узкую центральную часть профиля линии и практически совсем не должно распространяться на крылья [24]. Рассматриваемый эффект флюоресценции при известных условиях может привести не только к увеличению центральной интенсивности, но даже к образованию довольно узкой эмиссионной линии. Поэтому можно ожидать, что мы будем иметь вообще нормальный профиль в области крыльев с аномальной центральной областью. В действительности наблюдаемые профили водородных линий в случае малой глубины, повидимому, не согласуются с такого рода ожиданием. Как показывают измерения, какой-либо заметной аномалии в центральной области линии не обнаруживается. На фиг. 11 представлены типичные неглубокие профили согласно симеизским наблюдениям (β Persei и β Tauri). Как видно, мы имеем значительную интенсивность не только в центре, но соответственно и на любом расстоянии от центра. При большой дисперсии мы имеем то же самое, а иногда в центре, скорее, наблюдается более глубокое ядро. Во всяком случае мы не имеем повышения интенсивности в центре, а тем более тенденции к эмиссии [22]. Такой характер профиля не согласуется с тем, что предсказывает гипотеза захвата электронов, скорее, мы имеем здесь аргумент против гипотезы захвата. Однако если мы обратимся к спектрам звезд с эмиссионными линиями, где механизм флюоресценции, несомненно, является ответственным за образо-

вание эмиссионных линий, то и здесь картину весьма нелегко согласовать с гипотезой флюоресценции. В свете того, что наблюдается в спектрах с эмиссионными линиями, может быть, упомянутые выше профили линий с большой центральной интенсивностью не будут казаться столь уж противоречащими гипотезе захвата. Действительно,



Фиг. 11. Профиль линий H_γ и H_δ

редко, когда в звездах Ве наблюдается в центре тонкая эмиссионная линия, как того требует элементарная гипотеза флюоресценции. Большей частью структура профиля очень сложна, и в той или иной степени в крыльях наблюдается или просто повышение интенсивности или даже эмиссия.

Другим примером может служить профиль линий H и K в спектрах некоторых звезд более поздних классов. Нередко наблюдается тонкая эмиссионная линия в центре; иногда же можно наблюдать такую сложную картину, как в спектре α Orionis. Мы также не в состоянии интерпретировать наблюдаемый здесь сложный профиль, но, очевидно, в крыльях линий имеет место либо очень заметное повышение интенсивности, либо даже эмиссия, в то время как в центре выявляется компонента H_3 и K_3 в поглощении.

Как мы видели на стр. 70, факторы, способствующие ионизации, приводят к увеличению центральной интенсивности. С другой стороны, очередно, увеличение ионизации должно привести для горячих звезд к уменьшению полного поглощения таких линий, как водород. Следовательно, наряду с повышением центральной интенсивности может иметь

место увеличение интенсивности для данного значения полуширины линии. В этом случае, по крайней мере в качественном отношении, мы, может быть, должны будем иметь профиль, который не так уж сильно будет отличаться от наблюдаемого (фиг. 14).

Приношу благодарность Г. С. Горбачеву за получение и измерение микрофотограмм, О. М. Герасимович — за многочисленные измерения микрофотограмм и профессору Э. Р. Мустелю — за полезную дискуссию по некоторым вопросам.

Литература

1. A. Pannekoek. M. N. **91**, 139, 1930; **91**, 519, 1931.
 2. S. Rosseland. Astrophysik, 1931.
 3. B. Strömgren. Zs. f. Ap. **10**, 237, 1935.
 4. R. Woolley. M. N. **94**, 631, 1934.
 5. A. Pannekoek. BAN, **7**, 151, 1933.
 6. A. Unsöld. Zs. f. Ap. **4**, 319, 1932.
 7. A. Unsöld. Zs. f. Ap. **21**, 22, 1941.
 8. В. А. Крат. Изв. Пулковской Обсерв. № 139, 1, 1947.
 9. И. С. Шкловский. Астр. журн. **22**, 249, 1945.
 10. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., **5**, 3, 1950.
 11. Lyman Spitzer. Ap. J. **99**, 1, 1944; В. В. Соболев. Астр. журн. **26**, 129, 1949; G. Münch. Ap. J. **109**, 275, 1949.
 12. G. Burkhardt. Zs. f. Ap. **13**, 56, 1937.
 13. A. Underhill. Ap. J. **107**, 349, 1948.
 14. W. Hiltner a. R. Williams. Photom. Atlas of stellar spectra, 1946.
 15. M. Minnaert, G. Mulders a. J. Houtgast. Utrecht Photom. Atlas of the solar spectrum, 1940.
 16. P. Merrill a. O. Wilson. Ap. J. **80**, 34, 1934.
 17. Г. Шайн. M. N. **94**, 662, 1934.
 18. S. Chandrasekhar a. G. Münch. Ap. J. **104**, 446, 1946.
 19. G. Münch. Ap. J. **108**, 116, 1948.
 20. E. G. Williams. Ap. J. **83**, 279, 1936.
 21. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, 78; B. Strömgren. Zs. f. Ap. **10**, 237, 1935.
 22. Г. Шайн. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. **3**, 46, 1948.
-

ОБ ОСОБОМ КЛАССЕ ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

В этой статье отмечено, что среди диффузных туманностей выделяется особый класс, характерной особенностью которого является известное сосредоточение светлой материи по периферии или вообще более или менее симметричное расположение материи на некотором расстоянии от центра (табл. I, фото 1 и 2). Генетическая связь этих туманностей с возбуждающими звездами несомненна.

Разделением газовых туманностей на планетарные и иррегулярные диффузные подчеркивается внешнее различие в отношении формы и структуры этих обоих родов туманностей, различие, вероятно, распространяющееся в значительной степени на физическую природу и на их происхождение. Однако термин «иррегулярная диффузная туманность» следует понимать лишь довольно относительно. Уже давно было замечено, что в некоторых диффузных туманностях наблюдаются характерные образования, в частности в виде волокон. Такие волокна отмечались иногда на краю туманности. Классическим примером может служить волокно в туманности близ ζ Ориона или в туманности «Америка» около BD + 43° 3786.

В этой статье мы хотели бы отметить другое явление, которое привлекло наше внимание при изучении туманностей. Среди снятых нами собственно диффузных газовых туманностей (исключая обширные слабые светлые поля) найдено не мало таких, для которых характерной особенностью является известное сосредоточение светлой материи по периферии или вообще на некотором расстоянии от центральной области. Эти туманности можно выделить в особую группу или класс. Большая или меньшая степень сосредоточения светлой материи по периферии может иметь место также наряду с наличием светлой материи и в центральной области. Несколько более типичных туманностей этого класса представлены на фиг. 1 и 2.

В отношении распределения этой материи по периферии наблюдается очень большое разнообразие. Это может быть более или менее сплошное замкнутое кольцо или эллипс неправильной формы или сплошная дуга

(или дуга из отдельных звеньев) любой протяженности, скажем в 250° , 200° , 180° , 120° . . . Это распределение по периферии явно не случайное. Мы не имеем здесь столь периферийного распределения материи, как в планетарных туманностях, но аналогия в некоторых случаях довольно значительная. Структура туманностей этого класса находится в резком противоречии с принятым представлением о диффузных туманностях, как о некоторых иррегулярных аморфных образованиях.

Нами пока сфотографировано около 140 собственно диффузных туманностей, и среди них мы могли выделить в представленной табл. 1 14 туманностей упомянутого нами выше типа.

Во втором столбце дано название туманностей. Туманности, обнаруженные в Симеизе, обозначены буквой S (номера, соответственно, из томов VI и VII Известий Крымской астрофизической обсерватории).

Мы не думаем, что приведенные в этой таблице туманности представляют собой какую-то однородную группу. Ниже мы для иллюстрации отмечаем некоторые заслуживающие внимания случаи.

1. Внутренняя туманность большей частью с несколькими звездами класса O и B0, окруженная на большем или меньшем расстоянии внешней туманностью в виде более или менее правильного кольца или эллипса (фиг. 1, 2; 1, 4; 2, 2).

Прекрасным примером может служить туманность S 3 (фиг. 1, 2), обнаруженная в Симеизе. Мы имеем основание думать, что к этому типу можно отнести и известную Большую туманность Ориона с ее внешним кольцом (фиг. 2, 2). Как известно, на расстоянии около 5° от центра туманности Ориона находится обширное внешнее слабое несплошное туманное кольцо — факт, который казался изолированным. Мы думаем, что несмотря на очень большое различие в размерах внешних туманностей можно провести некоторую аналогию между этой туманностью и упомянутой выше туманностью S 3. Судя по яркости центральных звезд, туманность Ориона находится приблизительно втрое дальше, чем туманность S 3. Редуцируя обе туманности к одному и тому же расстоянию, мы найдем, что внешнее кольцо туманности Ориона приблизительно лишь в 2—3 раза превосходит внешнюю туманность S 3, т. е. что размеры этих туманностей действительно одного порядка. Это дает некоторое основание отнести известную туманность Ориона с ее далеким внешним несплошным кольцом к выделенному классу туманностей. Вместе с тем в свете вышеизложенного наличие очень далекого внешнего кольца вокруг туманностей Ориона не представляется каким-то изолированным фактом.

2. Можно отметить туманности довольно большого размера с преимущественным сосредоточением материи по периферии, образующим род ободка. Таковы туманности приведенного выше списка фиг. 1, 3; 1, 5; 1, 6; 2, 1; 2, 6. Между туманностями группы 1 и 2 нельзя провести сколько-нибудь резкого разграничения.

3. Дуга большей или меньшей протяженности, иногда напоминающая часть планетарной туманности (фиг. 1, 1 и 2, 4).



1



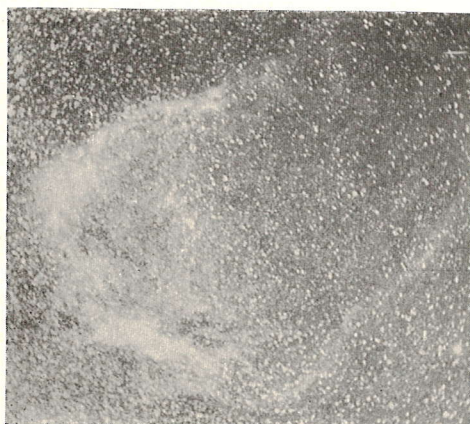
2



3



4



5



6

Фиг. 1, 1 — NGC 6888;
1, 2 — IC 1805 и S 3;
1, 3 — IC 1848, MeD 29 и S 6;
1, 4 — S 13 и 14;
1, 5 — S 86;
1, 6 — S 88



1



2



3



4



5



6

Фиг. 2, 1 — S 48;
2, 2 — NGC 1976, 1980;
2, 3 — NGC 2175; IC 2159
2, 4 — S 22;
2, 5 — NGC 2244, 2237, 2246
2, 6 — S 34 и MeD 43

Таблица 1

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Примечание
1	S 22	1 ^h 24 ^m 3	+57°47'	В непосредственной близости нет звезд О или В0 (фиг. 2, 4, увел. $\times 3$)
2	S 3	2 25.6	+61 0	В центре туманности скопление IC 1805. В центральной области находятся звезды HD 15558, 15570, 15629, 7 ^m — 8 ^m (все три, возможно, В0), а в южной части HD 15238, 8.17 (возможно, В0), HD 15239, 7 ^m .97 (возможно В3); (фиг. 1, 2, увел. $\times 3$)
3	IC 1848 McD 29 S 6	2 45	+59 52	Вблизи центра HDE 237015 9 ^m 0, О ₆ ; несколько к западу от центра HD 17505, 6.87.07 и HD 17520, 8.5, HDE 237007, 9.2, 237011, 9.4, 237012, 9.3 (все типа В); (фиг. 1, 3, увел. $\times 3$)
4	NGC 1976 NGC 1980	5 30	— 5	Известная большая туманность Ориона с внешним кольцом. В центре несколько звезд О и В0, из них наиболее яркая θ Ориона; (фиг. 2, 2) (воспроизведено из: Aph. J. 65, 137, 1927)
5	S 34 McD 43	6 3.3	+15 48	В центре BD + 15° 1079, 8 ^m 5, В. Лоуэр и McD, повидимому, наблюдали только более яркую центральную часть около 24' $\times$ 24'. Мы даем размер 50' $\times$ 27' (фиг. 2, 6, увел. $\times 5$)
6	NGC 2175 IC II 2159	6 4.0	+20 30	Почти в центре HD 42088, 7 ^m 40, О6 HDE 252325, 10 ^m 8 В3; и 252535, 9 ^m 8, В2 (фиг. 2, 3, увел. $\times 3$)
7	S 40	6 10.9	+22 33	Почти сферическая туманность размером 36' $\times$ 36', самая яркая восточная часть которой 28' $\times$ 4' с центром 6 ^h 11 ^m 9 + 22°49' известна как IC 443. Внутри S 40 находятся несколько звезд В0 — В1. HD 43078, 8.4, В0; HD 43753, 7.9, В1; HDE 253880, 10.9, В; HDE 257577, 9.5, В0; HDE 254755, 9.0 В0 и др.
8	NGC 2237 NGC 2244 NGC 2246	6 ^h 26.5	+ 5 0	Внутри известной туманности: HD 46056, 7.72, О8; 46149 7.47 О8; 46150 6.61, О6; 46223 6.95, О8; 46106 8.01, В0 и др. В звезды (фиг. 2, 5, увел. $\times 3$)
9	S 48	20 0	+43 30	Немного к юго-западу от центра только HD 189957 7 ^m 56, В3; (фиг. 2, 1 увел. $\times 1.5$)
10	NGC 6888	20 8.4	+38 3	Туманность эллиптической формы вокруг звезды HD 192163, 7.44, ОW6 (фиг. 1, 1, увел. $\times 3$)
11 ₁ 11 ₂ 11 ₃	NGC 6960 NGC 6992 Ненумерованная	20 48	+30	Известные волокнистые туманности. Возбуждающие звезды не известны
12	S 86	21 9.3	+59 35	Близ центра: HD 202214, 5 ^m 46 О9s; HDE 239595, 8 ^m 9, В2 и 239600, 8 ^m 6, В3. Ближе к дуге туманности HDE 239618, 8 ^m 5, В0 и на самой дуге 239626 9 ^m 1, В0 (фиг. 1, 5, увел. $\times 2$)

Таблица 1 (продолжение)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Примечание
13	S 88	$21^h 15^m$	$+43^\circ 32'$	В центре HD 203064 $5^m 06$, Oe5. На западе за пределами туманности, но вблизи нее HD 202124, $7^m 59$ В или Oe5 и 202253 $7^m 53$ В3 (фиг. 1, 6, увел. $\times 1.7$)
14	S 13 и 14	$23^h 11.5$	$+59^\circ 30'$	Группа довольно сильных туманных образований. В наиболее плотной южной части HDE 240234 $9^m 1$, B0 и Berg. Spektr. Durchm. $19+59^\circ 2988^m 8$. B2. В северо-западной части туманности HD 219460, $9^m 2$, Oa и несколько звезд B0 около туманности (фиг. 1, 4, увел. $\times 3$)

4. Повидимому, не очень редко встречаются более или менее симметричные туманности с темной или более темной центральной областью (фиг. 2, 3 и 2, 5). Вторая из них богатая структурными деталями туманность в Единороге.

Следует отметить, что некоторые туманности, которые на первый взгляд кажутся иррегулярными, аморфными образованиями, будучи сфотографированы при подходящей фотографической плотности, выявляют внутри или на краю туманности структуру в виде более или менее замкнутого кольца или отдельных дуг с более темной центральной областью (фиг. 2, 3).

5. Может быть, к выделенному классу туманностей можно отнести и такие туманности, в которых иногда даже трудно распознать периферийное распределение. Например, можно высказать предположение, что две хорошо известные волокнистые туманности в Лебеде, NGC 6960, NGC 6992 и расположенная между ними третья нумерованная, но также волокнистая туманность, представляют собой периферийно расположенные части одной большой туманности с весьма грубо оцененным центром около $\alpha = 20^h 48^m$, $\delta = +30^\circ$. В пользу этого говорит, с одной стороны, почти уникальная структура этих трех туманностей, а с другой, — симметрия и изгиб первых двух туманностей.

Следует заметить, что мы снимали туманности без какого-либо специального подбора и поэтому думаем, что довольно значительное относительное число туманностей выделенного типа не слишком далеко от того, что вообще имеет место в действительности. Как мы видели, эти туманности по своей структуре заслуживают, чтобы их выделить из общей массы иррегулярных аморфных светлых туманностей. Мы не думаем, что это совершенно обособленный класс туманностей, и переход от них к иррегулярным туманностям, возможно, является постепенным. Мы не встречали где-либо выделения такого класса туманностей (только очень небольшое число из них может быть отнесено к переходному классу от планетарных к диффузным).

Собственно светлых диффузных туманностей (исключая обширные

слабые светлые поля) на небе не так много, чтобы можно было наблюдаемое выше периферийное расположение материи и отклонение от аморфности рассматривать как результат случайного распределения светлой и темной материи в пространстве. Между прочим, также очевидно, что выделенная группа туманностей по своей форме и структуре находится вне тех форм туманностей, которые следуют из гипотезы Стрёмгрена об ионизации межзвездного водорода, производимой вокруг себя высокотемпературными звездами.

Вероятно главный интерес заключается не в морфологических особенностях этой группы туманностей, а в физической и космогонической стороне дела. Во всяком случае при интерпретации этого вида диффузных туманностей несомненно необходимо будет учесть действие каких-то особенных факторов.

Выводы, которые необходимо сделать, заключаются в следующем. Во-первых, из факта довольно заметного симметричного распределения периферийно расположенной газовой материи в туманности, а также большей частью не очень сильного отклонения от центрального расположения возбуждающих звезд (нескольких или одной) относительно туманности, можно сделать уверенное заключение, что между возбуждающими звездами класса О и В0 и возбужденными к свечению туманностями существует не случайная, а генетическая связь. По крайней мере для этих диффузных туманностей это представляется фактом, почти таким же бесспорным, как генетическая связь между планетарными туманностями и центральными звездами.

Далее, при рассмотрении фотографий туманностей табл. 1 мы получаем иногда впечатление гигантских планетарных туманностей. Даже если отвлечься от масштаба, то наблюдаемые около более или менее центрально расположенных звезд отдельные дуги или более или менее сплошные кольца иногда напоминают дуги и кольца, которые наблюдаются около некоторых Новых звезд спустя несколько лет или несколько десятков лет после максимума (например, в Новой Персея).

Отмечая некоторое сходство внешней картины, мы полагаем, что речь идет здесь о явлениях разного порядка. Если речь идет о выбросе материи, то во всяком случае масса туманности часто, вероятно, гораздо больше не только 10^{-5} , как в Новых, но даже 10^{-1} , как в планетарных туманностях.

Имеется серьезное основание думать, что в некоторых случаях масса туманной материи гораздо больше массы центральных звезд. В последнем случае туманности не играют «подчиненной» роли по отношению к центральным звездам, как это имеет место в Новых звездах и в планетарных туманностях.

Во всяком случае, судя по периферийному расположению туманной материи и по частому наличию более темной или вообще темной области в центральной части туманности, отрыв или выброс материи не имел стационарного характера истечения. Скорее можно думать, что в тех случаях, когда масса туманной материи меньше массы связанных с ними

звезд, туманные массы были выброшены в результате грандиозных взрывов, представляющих собой какую-то важную эпоху в эволюции этих звезд, либо можно думать, что здесь действовали другие какие-то силы, которые привели в движение наружу материю, некогда расположенную более центрально. К сожалению, мы пока ничего не знаем, за исключением 1—2 более или менее сомнительных случаев, о расширении диффузных туманностей.

Может быть, причины, приведшие к созданию кольцеобразных образований в планетарных туманностях и поддерживающие их в каком-то состоянии, очевидно, во всяком случае не механического равновесия, действуя в большем масштабе и в отношении массы и в отношении времени, привели к такого рода периферийным образованиям, которые мы наблюдаем в некоторых диффузных туманностях упомянутого выше класса.

Что касается туманностей, масса которых гораздо больше массы центрально расположенных звезд, то здесь, повидимому, следует думать о принципиально новых путях эволюции туманностей и звезд и их взаимоотношения.

Важным этапом в изучении этой проблемы является определение массы диффузных туманностей, в особенности тех, которые выделяем в табл. 1 в отдельный класс.

Вопрос о силах, действующих в диффузных туманностях, вероятно, еще более сложен, чем вопрос о силах в планетарных туманностях. Важную роль играет здесь, вероятно, торможение как результат встречи туманной материи с темной межзвездной материей, а также встреч в разное время пришедших в движение оболочек, слоев или вообще масс материи.

Периферийное сосредоточение материи в газовых туманностях можно в общем объяснить также в рамках гипотезы светового давления в поле радиации L_{λ} . Однако трудно сказать, в особенности ничего не зная о динамике внутри туманностей, насколько такое смещение материи является всеобщим.

Может быть, в отношении таких туманностей, как № 11₁, 11₂, 11₃ из табл. 1, состоящих из чрезвычайно тонких и в значительной степени более или менее одинаково ориентированных волокон и струй, можно думать о влиянии каких-то особенных факторов на их форму и движение.

Целью настоящей статьи было привлечь внимание к особому классу светлых диффузных туманностей, представляющих, возможно, большой интерес с космогонической точки зрения.

Выражаем благодарность ст. лаборанту Е. И. Иосько за усердие, проявленное ею при изготовлении приложенных к статье репродукций и Г. С. Горбачеву за помощь в наблюдениях.

ВТОРОЙ СПИСОК ДИФFUЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. Ф. Газе и Г. А. Шайн

В работе дан список 87 новых диффузных туманностей.

При систематическом фотографировании Млечного пути нами было найдено значительное число неизвестных туманностей.

Фотографирование производилось при помощи камеры 450 мм ($f:1.4$) и красного фильтра, пропускающего область H_{α} , на пластинках Eastman 103 а-Е с экспозицией $1^h 10^m$.

Список содержит координаты и краткое описание вновь найденных туманностей и некоторого числа известных туманностей, для которых наши снимки в лучах H_{α} выявляют новые детали. Мы обозначаем новые туманности буквой S (Симеиз) со следующим за ней номером; в данном списке наши номера начинаются с 20; предыдущие были даны в нашей первой работе, опубликованной в Известиях Крымской астрофизической обсерватории, т. VI, стр. 3.

При решении вопроса о том, является ли туманность новой, мы пользовались атласами Барнарда, Росса и Кальверт, изданиями Лякской обсерватории (тт. VIII, XI, XIII), фотографиями отдельных туманностей, опубликованными в Ap. J., Astronomie и других журналах, и каталогом Седерблада.

Самый характер структуры диффузных туманностей очень затрудняет их каталогизацию, и присвоение той или другой детали какого-то отдельного номера в значительной степени условно. В особенности это имеет место в отношении больших облаков в Млечном пути, например, исследованной нами области вокруг и юго-западнее γ Cygni. Монохроматические снимки в лучах H_{α} значительно ослабляют фон звезд и тем самым позволяют выявить многие структурные детали туманной материи, недоступные для фотографии в интегральном свете. Можно указать, например, на большую туманность S 88 к Е от «Америки» или на весьма интересную область туманностей S 47, 50 51 и McD 12 и другие.

Нами было обнаружено значительное число маленьких туманностей равномерной яркости, имеющих сферическую форму с диаметром в преде-

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Приближен- ный размер	Описание туманности
1	S 20	0 ^h 15 ^m 3	+58°45'	$d = 4'$	Размытая туманность, окружающая 4 слабые звезды
2	S 21	0 16.4	+61 10	$d = 30'$	Туманность имеет вид контура, окружающего группу звезд
3	S 22	1 24.3	+57 47	$\sim 12'$	Довольно яркая туманность, имеющая форму серпа (фиг. 2, 4, стр. 88)
4	S 23	2 44.5	+61 51	$d = 5'$	Маленькая круглая туманность равномерной яркости, окружающая группу слабых звезд (фиг. 1)
5	S 24	2 55.2	+60 6	$d = 3'$	Туманность в виде маленького контура
6	NGC 1491	3 55.8	+51 2	$3' \times 3'$	Яркая туманность (фиг. 2)
7		3 56.6	+51 1	$24' \times 18'$	Большая размытая туманность, W часть которой составляет NGC 1491 (фиг. 2)
8	S 26	4 3.9	+50 52	$6' \times 6'$	Слабая структурная туманность
9	S 27	4 10.7	+58 1	$2' \times 1.5'$	Очень слабая туманность (на краю пластинки)
10	S 28	4 11.7	+52 54	$4' \times 4'$	Маленькая круглая туманность равномерной яркости
11	S 29	4 23.0	+52 28	$d = 15'$	Очень слабая размытая туманность
12	S 30	4 48.6	+47 14	2.5×2.5	Маленькая довольно яркая туманность
13	S 31	4 49	+26 0	1.5×1.5	Очень слабое большое облако
14	S 32	4 51.2	+47 48	$10' \times 6.5'$	Туманность умеренной яркости эллиптической формы (близ края пластинки)
15	S 33	6 2.5	+21 38	$4' \times 5'$	Слабая туманность в виде диска равномерной яркости
16	McD 43	6 2.9	+15 48	$24' \times 24'$	Туманность периферийного типа, впервые сфотографированная Лоуэром (фиг. 2, 6, стр. 88)
17	S 34	6 3.3	+15 48	$50' \times 27'$	Большая слабая туманность, на фоне которой лежит McD 43 (фиг. 2, 6, стр. 88)
18	S 35	6 6.5	+18 3	6.3×5.1	Довольно слабая туманность вокруг звезды BD + 18.1123. В ней можно выделить более яркую часть $6^h 6^m 4 + 18^\circ 0' 1.6 \times 1.6$ (фиг. 3)
19	S 36	6 6.7	+17 59	0.3×0.3	Слабая маленькая туманность (фиг. 3)
20	S 37	6 6.8	+18 1	1.5×1.5	Яркая туманность вокруг звезды BD + 18° 1124 (фиг. 3)
21	IC 2162	6 7.1	+18 1	2.1×2.4	Яркая туманность (фиг. 3)
22	S 38	6 9.5	+22 27	$24' \times 1.8'$	Слабая туманность в виде дуги, примыкающей с E к η Geminozum
23	S 39	6 10.2	+22 19	$30' \times 20'$	Периферийная почти замкнутая к SE от η Geminozum
24	S 40	6 10.9	+22 33	$36' \times 36'$	Круглая периферийная туманность к E от η Geminozum
25	IC 443	6 11.7	+22 46	$30' \times 4'$	Яркая NE часть S 40
26	S 41	6 13.0	+23 8	$60' \times 36'$	Большая слабая туманность между η и μ Geminozum
27	S 42	6 15.9	+23 5	$48' \times 42'$	Туманность средней яркости к N от μ Geminozum
28	S 43	19 42.4	+25 6	$5' \times 15'$	Размытая слабая туманность (на краю пластинки) (фиг. 7)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Приближен- ный размер	Описание туманности
29	S 44	19 ^h 43 ^m .3	+27°57'	20' × 16'	Туманность средней яркости на фоне сильного звездного поля (фиг. 7)
30	S 45	19 45.0	+26 36	4' × 6'	Яркая туманность в форме серпа (фиг. 7)
31	S 46	19 53.6	+38 22	~ 40'	Слабая туманная дуга, вытянутая в меридиональном направлении
32	BD+34°3828	19 56.3	+35 3	10' × 18'	Яркая туманность. Седерблад 173 (фиг. 9)
33	S 47	19 57.7	+35 13	~ 1°	Тонкое нитевидное образование к NW от BD + 34° 3828 (фиг. 9)
34	S 48	20 0	+43 30	> 5 кв. гр.	Условные координаты центра большого контура туманной материи, вытянутого с SW на NE (фиг. 8)
35	S 49	20 0	+40 30	~ 2°	Длинное образование волокнистой формы, тянущееся с NE на SW и ограничивающее с W сложную картину туманных образований, окружающих γ Cygni (фиг. 10)
36	S 50	20 1.0	+34 28	40' × 2°	Облако умеренной яркости, примыкающее на N к S 47 (фиг. 9)
37	S 51	20 2.7	+35 27	25' × 90'	Обширное яркое облако, резко ограниченное с SW; в своей S части примыкает к S 50 (фиг. 9)
38	McD 12	20 5.7	+36 33	30' × 120'	Яркая туманность, подобная S 51, также резко ограниченная с SW (фиг. 9)
39	S 52	20 6.0	+40 33	~ 3°	Обширная туманность, расположенная параллельно S 49, может быть, составляющая с ней одно целое. В NE части она граничит с известной яркой туманностью IC 1318; в ее S части лежит центр McD 11 20 ^h 5 ^m .3 + 39°30' (фиг. 10)
40	S 53	20 6.5	+38 40	40' × 40'	Туманность сложной волокнистой структуры на NW от NGC 6888
41	S 54	20 8.0	+41 40	$d \sim 18'$	Слабая круглая туманность к N от S 52 (фиг. 10)
42	NGC 6888	20 8.8	+38 6	18' × 12'	Периферийная туманность волокнистой структуры
43	S 55	20 12.0	+38 35	$d = 45'$	Слабая туманность в виде широкого кольца к NE от NGC 6888 (фиг. 11)
44	S 56	20 12.6	+37 36	$d \sim 15'$	Слабая почти круглая туманность к SE от NGC 6888
45	S 57	20 12.8	+43 27	~ 25'	Яркая туманность, изогнутая в форме буквы S (фиг. 13)
46	S 58	20 13.3	+40 3	1°2 × 1°5	Обширная туманность, более интенсивная по периферии, к W от γ Cygni. Крайнюю SW часть этого образования составляет McD 10 20 ^h 9 ^m .0 + 39°58' (фиг. 10)
47	IC 1318a	20 13.6	+41 38	36' × 36'	Известная яркая туманность треугольной формы (фиг. 10)
48	S 59	20 13.7	+36 24	$d = 6'$	Маленькая круглая туманность равномерной яркости

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Приближенный размер	Описание туманности
49	S 60	20 ^h 16 ^m 0	+40° 28'	12' × 30'	Более яркая часть S 58 к NW от γ Cygni (фиг. 10)
50	S 61	20 16.0	+38 55	50' × 35'	Яркая туманность, состоящая из трех отдельных образований, вытянутых с NE на SW (фиг. 11)
51	S 62	20 18.2	+39 29	2° × 20'	Туманность, приблизительно параллельная S 61 к N от нее (фиг. 11)
52	S 63	20 19.2	+38 14	$d = 24'$	Слабое круглое облако к SE от S 61 (фиг. 11)
53	S 64	20 19.6	+40 29	$d = 30'$	Слабое облако вокруг небольшого скопления к N от γ Cygni
54	S 65	20 20.0	+34 40	20' × 2°	Слабое размытое облако, вытянутое с N на S
55	S 66	20 20.6	+40 33	132 × 2°	Обширное облако, на фоне которого лежит γ Cygni и примыкающая к ней яркая туманность IC 1348 b (фиг. 12)
56	S 67	20 21.5	+43 0	6 кв. гр.	Условный центр поля тонких волокнистых образований, которых насчитывается 18; они имеют преимущественное направление с SW на NE. Эта область граничит с волокнистым контуром S 48. Южная часть этой области известна как NGC 6914 (фиг. 13)
57	IC 1348 b	20 22.2	+39 59	50' × 40'	Известная, очень яркая туманность NE от γ Cygni (фиг. 11 и 12)
58	S 68	20 22.6	+39 42		Маленькие клочки туманной материи, лежащие между двумя яркими туманностями к E от γ Cygni (фиг. 11)
59	S 69	20 23.4	+38 28	$d = 25'$	Слабое облако к SE от S 61 (фиг. 12)
60	S 70	20 25.0	+38 48	$d = 20'$	Слабое облако к NE от S 69 (фиг. 12)
61	IC 1348 c	20 25.2	+39 29	45' × 25'	Известная, очень яркая туманность E от γ Cygni (фиг. 11 и 12)
62	S 71	20 26.1	+40 47	10' × 50'	Довольно слабое облако, примыкающее в NW части к S 67, может быть, составляет с ней одно целое (фиг. 12)
63	S 72	20 27.5	+46 56	50' × 50'	Слабая туманность в виде треугольника тонкой волокнистой структуры (фиг. 14)
64	S 73	20 27.7	+43 49	$d \sim 1^\circ$	Группа тонких туманных образований к NE от S 67 (фиг. 13)
65	S 74	20 28.8	+39 51	$d \sim 10'$	Очень слабая туманность к E от ярких туманностей около γ Cygni (фиг. 12)
66	S 75	20 28.8	+41 18	5' × 5'	Очень слабая туманность (фиг. 12)
67	S 76	20 29.5	+47 1	$d = 2'$	Маленькая круглая туманность равномерной яркости (фиг. 14)
68	BD+45°3216	20 30.5	+45 19	7' × 9'	Яркая туманность вокруг BD + 45° 3216 (фиг. 14)
69	S 77	20 30.0	+39 39	$d \sim 4'$	Очень слабая маленькая туманность (фиг. 12)
70	S 78	20 31.5	+46 35	30' × 48'	Довольно яркая туманность клочковатой структуры NW от α Cygni (фиг. 14)

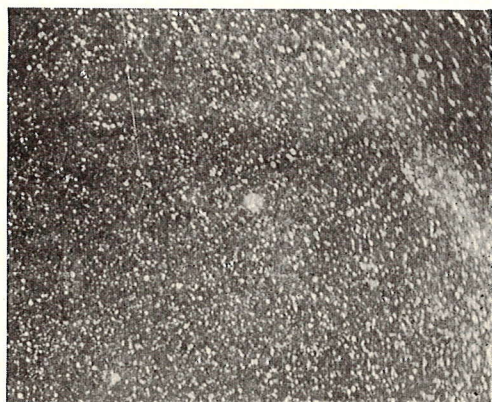
№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Приближен- ный размер	Описание туманности
71	S 79	20 ^h 32 ^m .2	+47°34'	60' × 12'	Слабая туманность волокнисто-го строения к N от S 78 (фиг. 14)
72	S 80	20 32.7	+40 17	12' × 18'	Туманность волокнистого строения, имеющая форму буквы «v» (фиг. 12).
73	S 81	20 44.1	+42 35	30' × 12'	Довольно яркая туманность к S от известной туманности «Пеликэн» (фиг. 15)
74	S 82	20 44.1	+42 15	15' × 35'	Слабая размытая к S от S 81 (фиг. 15)
75	S 83	20 44.7	+41 20	10' × 35'	Счень слабая размытая (фиг. 15)
76	IC 5068	20 46.6	+42 10	18' × 12'	Довольно яркая (фиг. 15)
77	S 84	20 46.9	+41 55	15' × 18'	Слабая, примыкает к S к IC 5068 (фиг. 15)
78	S 85	20 51.6	+42 8	36' × 36'	Размытая с несколькими центрами сгущения, к NE от IC 5068 (фиг. 15)
79	S 86	21 9.3	+59 35	2°3 × 1°5	Большой замкнутый контур, более сильный в E части (фиг. 1, 5, стр. 88)
80	S 87	21 12.2	+43 29	10' × 48'	W часть большой яркой туманности S 88 к SE от «Америки», имеющая форму цифры 3 (фиг. 1, 6, стр. 88)
81	S 88	21 14.8	+43 32	2° × 2°5	Большая яркая туманность периферийного типа вокруг звезды BD +43° 3877 (фиг. 1, 6, стр. 88)
82	S 89	21 16.3	+44 1	25' × 50'	N часть туманности S 88 (фиг. 1, 6, стр. 88)
83	S 90	21 17.9	+43 19	15' × 60'	Очень яркое сгущение в E части туманности S 88 (фиг. 1, 6, стр. 88)
84	S 91	21 20.0	+42 51	30' × 90'	Более слабое облако к E от туманности S 88 (фиг. 1, 6, стр. 88)
85	S 92	21 35.1	+49 55	$d \sim 12'$	Слабая клочковатая туманность на фоне звездного поля (фиг. 4)
86	McD 30	22 15.2	+62 43	15' × 60'	Слабое облако с яркой дугой в N части
87	S 93	22 18.2	+58 18	$\sim 6'$	Довольно яркая дуга (фиг. 5)
88	S 94	22 18.9	+58 10	$d = 15'$	Слабое туманное облако к SE от S 93 (фиг. 5)
89	S 95	22 21.4	+63 4	$d \sim 20'$	Очень слабое клочковатое облако к NE от McD 30. Условно даны координаты BD + 62°2074
90	S 96	22 31.4	+57 56	$d \sim 20'$	Очень слабая размытая
91	NGC 7380	22 43.0	+57 21	12' × 30'	Яркая туманность сложной волокнистой структуры
92	S 97	22 45.8	+59 19	$d = 0.3$	Очень маленькая слабая туманность, окружающая 2 слабые звезды
93	S 98	22 47.7	+60 39	15' × 20'	Очень слабая размытая туманность к S от McD 32 (фиг. 16)
94	McD 32	22 52.9	+62 5	40' × 60'	Яркая дуга, окруженная размытой туманностью (фиг. 16)
95	S 99	23 5	+64 12	50' × 10'	Слабая туманность, вытянутая в форме дуги с E на W
96	S 100	23 12	+61 14	25' × 55'	Большая размытая туманность, более яркая в N части, эллиптической формы
97	S 101	23 27.9	+60 10	$d \sim 5'$	Слабая маленькая

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Приближен- ный размер	Описание туманности
98	S 102	$23^h 28^m 6$	$+60^\circ 14'$	$d = 6'$	Маленькая замкнутая петля, может быть одно образование с S 101
99	S 103	23 35.1	$+61^\circ 22'$	$d = 7'$	Круглая равномерная туманность вокруг звезды BD +61.2494
100	S 104	23 48.0	$+59^\circ 55'$	$d = 5'$	Яркая маленькая туманность, окружающая 3 слабые звезды
101	S 105	23 56.6	$+64^\circ 4'$	$d = 15'$	Яркая круглая туманность (фиг. 6)

лах нескольких минут дуги. Таких туманностей нами найдено 16 (S 11, 15, 23, 28, 30, 33, 35, 36, 37, 59, 76, 77, 97, 103, 104 и 105); сюда же можно отнести туманность IC 2162. Для иллюстрации этого типа туманностей мы даем фотографии S 105, единственной из них, достигающей размера $15'$ (фиг. 6), S 23 (фиг. 1) и S, 76 (фиг. 14). Все эти фотографии сделаны с увеличением в 3 раза.

В настоящей работе мы пока не касаемся вопроса о звездах, возбуждающих свечение туманностей; он будет рассмотрен в ближайшее время.

В заключение приносим благодарность Г. С. Горбачеву за помощь в наблюдениях и Е. И. Иосько за изготовление репродукций.



1



2



3



4

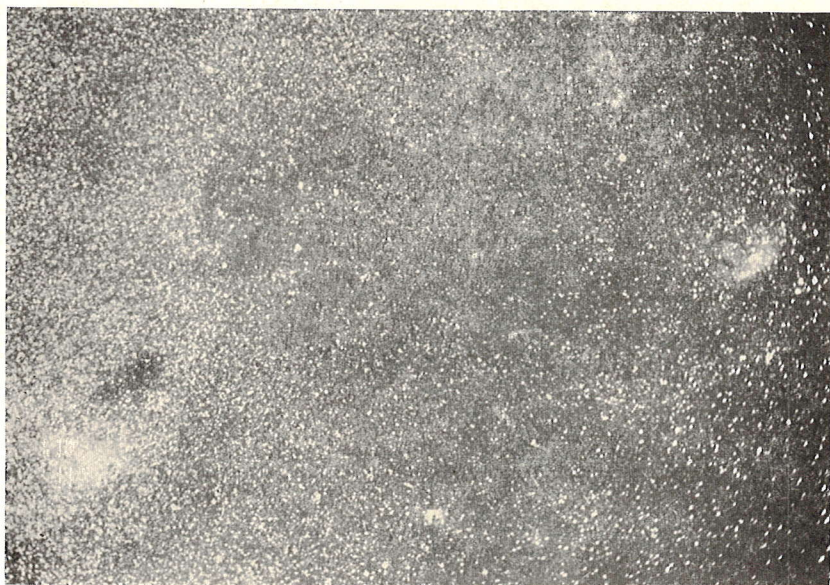


5



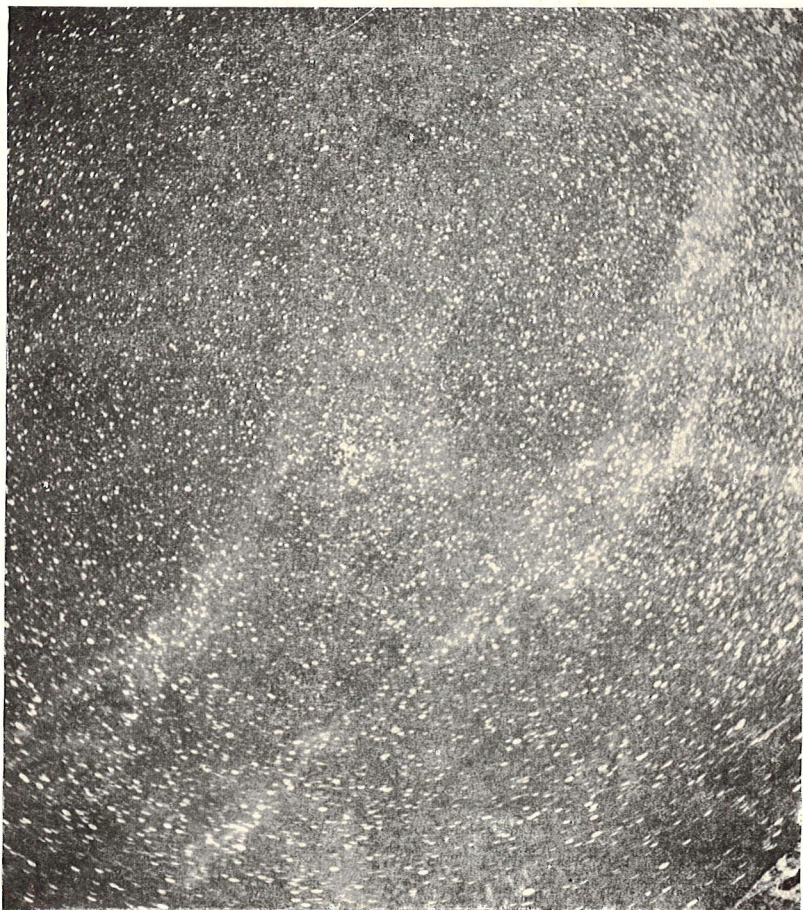
6

Фиг. 1. S 23 $2^h44^m.5 + 61^\circ51'$. Фиг. 2. NGC 1491 $3^h55^m.8 + 51^\circ2'$ и S 25 $3^h56^m.6 + 51^\circ1'$.
 Фиг. 3. S 35 $6^h6^m.5 + 18^\circ3'$; S 36 $6^h6^m.7 + 17^\circ59'$; S 37 $6^h6^m.8 + 18^\circ1'$ и IC 2162 $6^h7^m.1 + 18^\circ1'$ (увел. 5 раз). Фиг. 4. S 92 $21^h35^m.1 + 49^\circ55'$. Фиг. 5. S 93 $22^h18^m.2 + 58^\circ18'$ и S 94 $22^h18^m.9 + 58^\circ10'$. Фиг. 6. S 105 $23^h56^m.6 + 64^\circ4'$



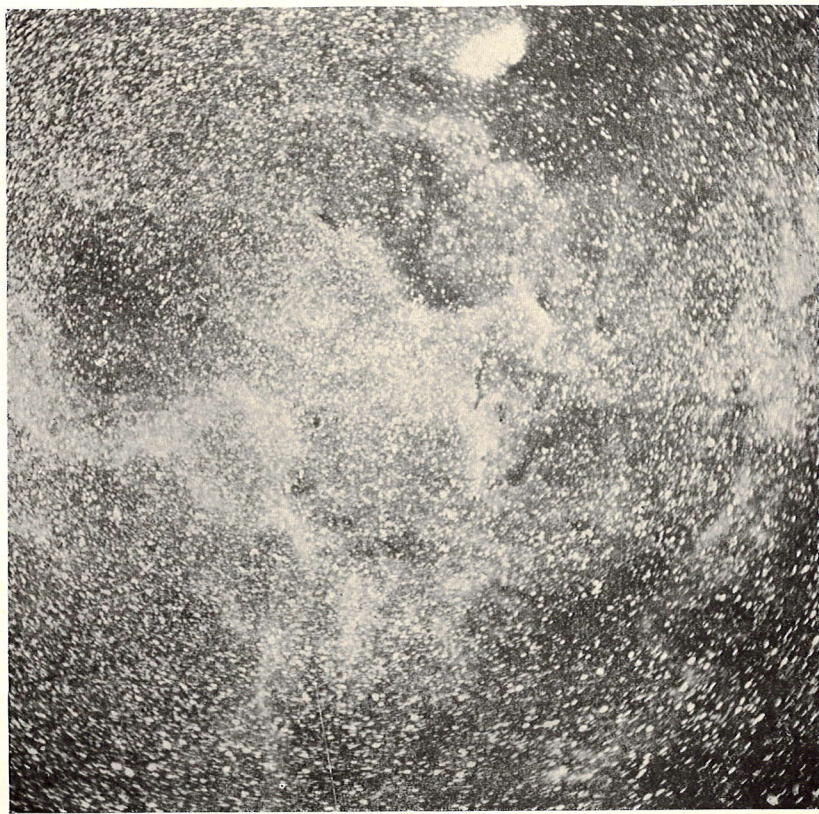
7

Фиг. 7. S 43 $19^h 42^m 4 + 25^s 6$ (внизу); S 44 $19^h 43^m 3 + 27^s 57$ (в верхнем левом углу) и S 45 $19^h 45^m 0 + 26^s 36$ (слева)



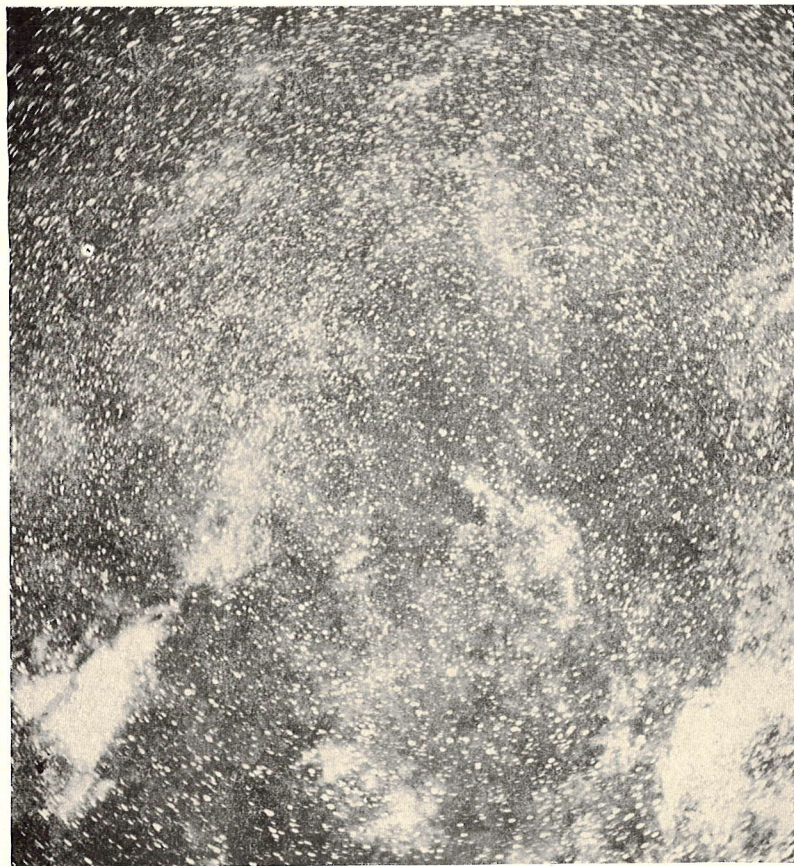
8

Фиг. 8. S 48 $20^h 0^m + 43^s 30$



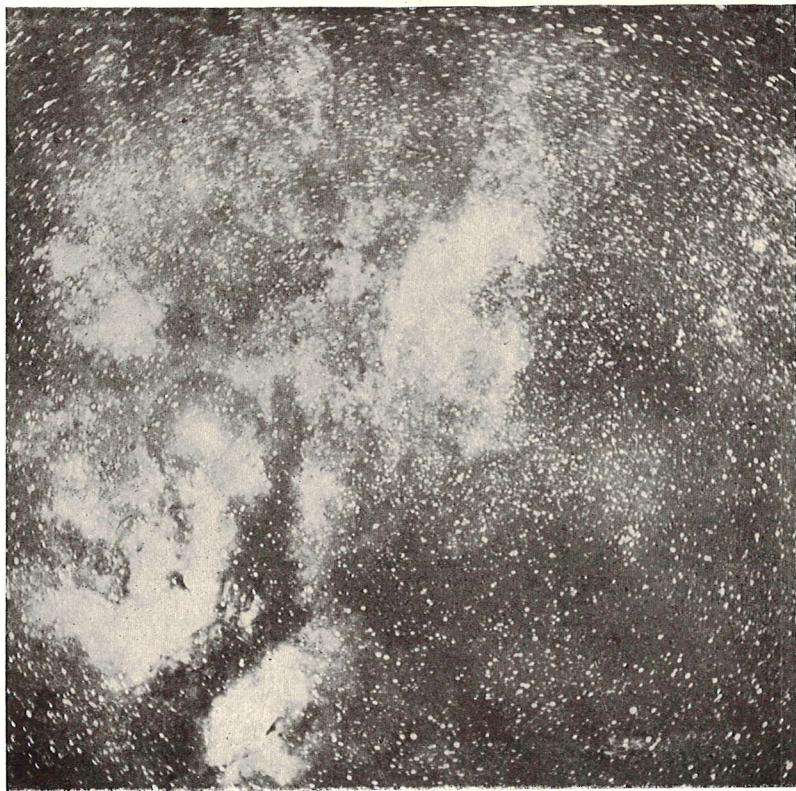
9

Фиг. 9. Справа яркая туманность вокруг BD 34°3828; S 47 19^h57^m7 +35°13'; S 50 20^h1^m0 + 34°28'; S 51 20^h2^m7 + 35°27' в центре и McD 12 20^h2^m7 + 36°33'



10

Фиг. 10. Область γ Cygni. S 49 20^h0^m0 + 40°30' на правом краю фигуры; S 52 20^h6^m0 + 40°33', McD 11 20^h5^m3 + 39°30'; S 54 20^h8^m0 + 41°40' наверху; S 58 20^h13^m3 + 40°3', ее SW часть = McD 10 20^h9^m0 + 39°58'; IC 1318 а в верхнем левом углу и S 60 20^h16^m0 + 40°28' — E часть S 58



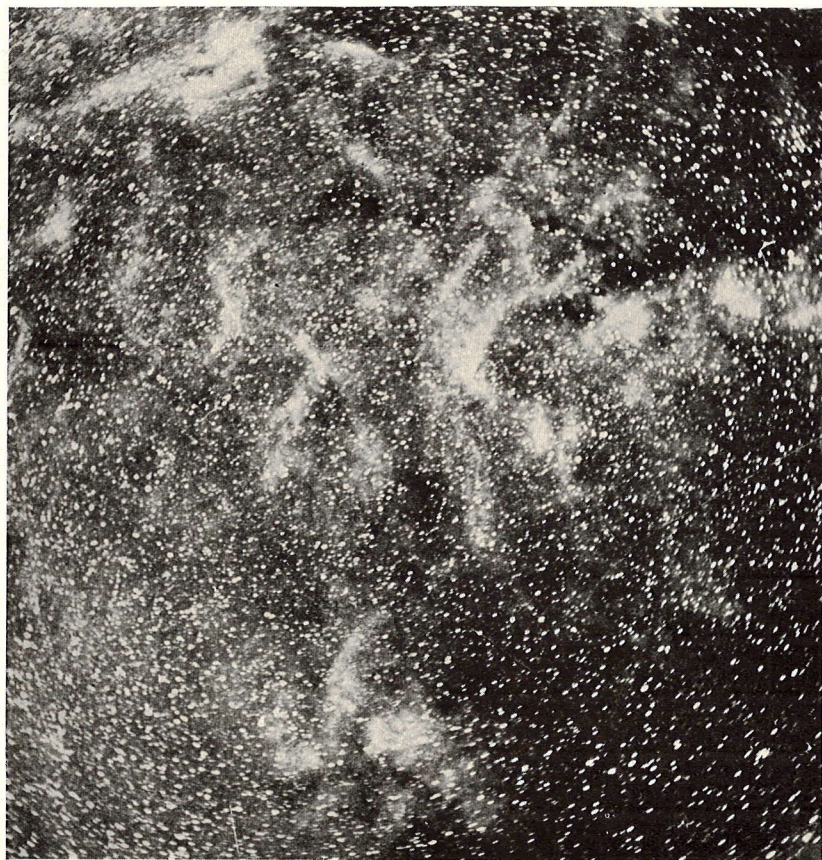
Фиг. 11. Область γ Cygni. S 55 $20^h12^m0 + 38^\circ35'$ в прагой нижней части; S 61 $20^h16^m0 + 38^\circ55'$ в центре; S 62 $20^h18^m2 + 39^\circ29'$ к N от S 61; S 63 $20^h19^m2 + 38^\circ14'$ к SE от S 61; I.C. 1318 b, c; S 68 $20^h22^m6 + 39^\circ42'$

//



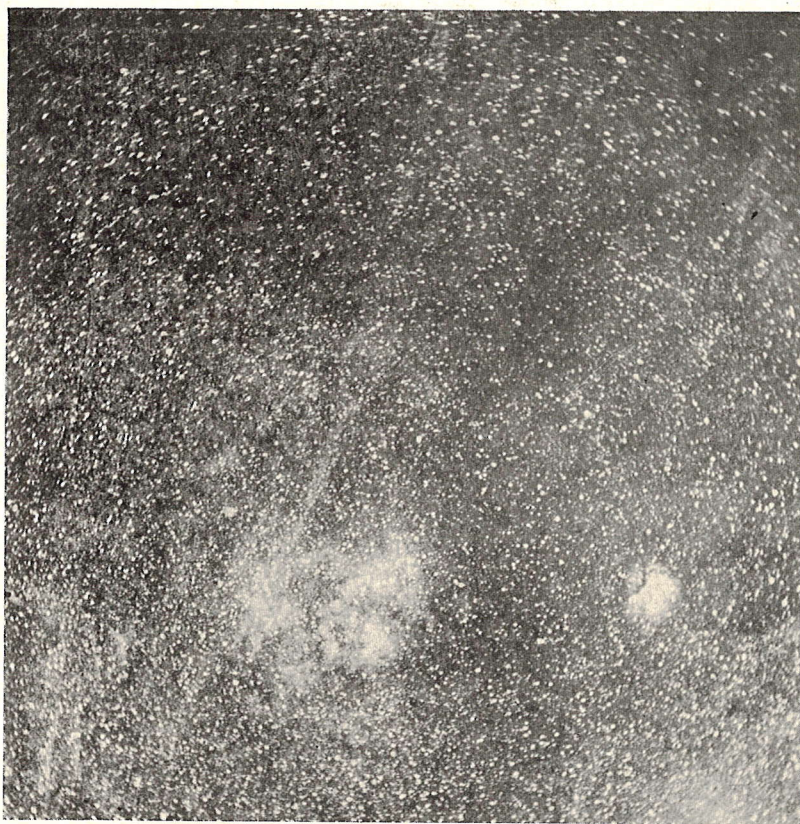
Фиг. 12. Область γ Cygni. S 66 $20^h20^m6 + 40^\circ33'$ справа; S 69 $20^h23^m4 + 38^\circ28'$ внизу; S 70 $20^h25^m0 + 38^\circ48'$ к NE от S 69; S 71 $20^h26^m1 + 40^\circ47'$ к NE от ярких облаков около γ Cygni; S 74 $20^h28^m8 + 39^\circ51'$ очень слабая в центре; S 75 $20^h28^m8 + 41^\circ18'$ в верхней части; S 77 $20^h30^m0 + 39^\circ39'$ к SE от S 74; S 80 $20^h32^m7 + 40^\circ17'$ слева

12



13

Фиг. 13. Область γ Сугни. S 57 $20^h 12^m 8 + 43^{\circ} 27'$ — яркая в правой части рисунка; S 67 $20^h 21^m 5 + 43^{\circ} 0'$ и S 73 $20^h 27^m 7 + 43^{\circ} 49'$



14

Фиг. 14. Область к NW от α Сугни. S 72 $20^h 27^m 5 + 46^{\circ} 56'$ — справа от центральной туманности; S 76 $20^h 29^m 5 + 47^{\circ} 1'$, яркая вокруг BD $+ 45^{\circ} 32' 16$ (внизу); S 78 $20^h 31^m 5 + 46^{\circ} 35'$ в центре и S 79 $20^h 32^m 2 + 47^{\circ} 34'$ к N от S 78



15

Фиг. 15. Область к S от «Пелликана». S 81 $20^h44^m.1 + 42^\circ35'$; S 82 $20^h44^m.1 + 42^\circ15'$; S 83 $20^h44^m.7 + 41^\circ20'$; IC 5068; S 84 $20^h46^m.9 + 41^\circ55'$ и S 85 $20^h51^m.6 + 42^\circ8'$



16

Фиг. 16. MCD 32 $22^h52^m.9 + 62^\circ5'$ и S 98 $22^h47^m.7 + 60^\circ39'$ к S от нее

ИНДУКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

С. Б. Пикельнер

Изучаются явления в атмосфере Солнца над развивающимся пятном.

Рост $\mathbf{H}$ вызывает электродвижущую силу индукции — поле $\mathbf{E}_1$. В разреженной ионизованной среде $\mathbf{E}_1$ вызывает движение, вернее, два движения — равномерный дрейф и ускоренное движение под действием силы $\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$. Движение проводника в магнитном поле создает поле $\mathbf{E}_2 = \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H}$. Поле $\mathbf{E}_2$ противоположно $\mathbf{E}_1$ и частично уничтожает его. Остаток $\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2$ вызывает ток $\mathbf{j}^I$, рост которого замедляется полем самоиндукции $\mathbf{E}_3$, также направленным противоположно $\mathbf{E}_1$. Подсчет показывает, что в случае свободного движения материи $\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 \approx 0$, т. е. рост $\mathbf{H}$ вызывает не кольцевые токи индукции, а движение материи к центру. Это движение вызывает уплотнение, и градиент плотности препятствует дальнейшему сжатию. При этом $\mathbf{V}$ и $\mathbf{E}_2$ уменьшаются и результирующее поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3$ отлично от нуля и создает ток. Ток по Каулингу определяется выражением $\mathbf{j} = \lambda^I (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) + \lambda^{II} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{H}$, причем $\lambda^{II} = \omega \tau \lambda^I$. Стационарное состояние определяется условием $\text{div } \mathbf{j} = 0$. Отсюда следует, что наличие вихревого электрического поля вызывает появление значительно более сильного потенциального поля, т. е. объемного заряда в уплотнении. Потенциальное поле в свою очередь усиливает кольцевые токи.

Скапливающийся в облаке отрицательный заряд будет течь вдоль $\mathbf{H}$ в пятно. В зависимости от проводимости газа в пятне поле, вызывающее ток из пятна, будет больше или меньше. Условие стационарности — ток, вытекающий из пятна, равен току, вытекающему через боковую поверхность силовой трубки. При этом определяются стационарные значения зарядов, токов, полей и градиента плотности. Проводится качественное сравнение с наблюдениями. Критически рассматриваются современные работы по затронутому вопросу.

Солнечные пятна с их мощным переменным магнитным полем являются, повидимому, основным источником вихревых электрических полей, которые вызывают нагрев солнечной атмосферы и движения газов в окрестностях пятен. Не случайно пятна всегда сопровождаются флоккулами, хромосферными вспышками и своеобразными протуберанцами. Некоторые авторы [1] связывают с пятнами происхождение космических лучей. Поэтому изучение явлений в атмосфере над развивающимся пятном привлекает к себе последнее время внимание ряда авторов.

Так, например, Джованелли [2] объясняет хромосферные вспышки индукционным полем, вызывающим разряд в окрестностях растущего пятна, если общее магнитное поле Солнца изменяет направление результирующего поля около пятна. Без этого изменения направления разряд должен был бы происходить в направлении, перпендикулярном к силовым линиям, а проводимость в таком случае значительно уменьшается. Однако Джованелли не учитывает движения материи, вызванного изменяющимся полем пятна, неправильно применяет к хромосфере формулу для проводимости, выведенную в предположении, что ионизация газа меньше 0.1%, тогда как в хромосфере ионизация больше 1%. Такая ошибка дает для проводимости значение в $\sqrt{\frac{m_{\text{H}}}{m}} = 42$ раза большее. Основной же ошибкой Джованелли является то, что он считает поле в участке с малым сопротивлением таким же, как и в участке с большим сопротивлением. На самом деле, вследствие уравнения неразрывности, сила тока в любом участке замкнутой электрической силовой линии одинакова. Она определяется общим сопротивлением всей цепи, а не сопротивлением ее отдельных частей. В действительности явление сложнее — мы имеем не замкнутую линейную цепь, а сплошную проводящую среду, однако сущность возражения не изменяется. Если включить в слабопроводящую среду участок с большой проводимостью, в нем сразу усилится ток, но усиление тока на одном участке с неизбежностью вызовет образование объемных зарядов на концах участка, его поляризацию. Появившееся потенциальное поле нейтрализует вихревое на этом участке, и ток будет определяться проводимостью всей среды.

Таким образом, нужно рассмотреть явление индукции около пятна заново.

В настоящее время наши знания об условиях над пятнами и о явлениях, сопровождающих развитие пятна, слишком незначительны, чтобы можно было пытаться объяснить весь комплекс данных наблюдений. Однако можно сделать небольшой шаг в этом направлении, рассмотрев явления, которые должны сопровождать изменение напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ в условиях солнечной хромосферы, считая как первое приближение само поле пятна не зависящим от явлений в хромосфере.

Развивающееся пятно создает вихревое электрическое поле индукции $\mathbf{E}_1$, определяемое условием ([3], стр. 390)

$$\oint_L \mathbf{E}_s ds = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial H_n}{\partial t} dS, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_s$ — проекция $\mathbf{E}_1$ на путь интегрирования L ;

H_n — нормальная к поверхности S составляющая $\mathbf{H}$; магнитная проницаемость среды равна единице (фиг. 1).

Это поле, вообще говоря, довольно значительно. Например, если H изменяется на 25 эрстед в час [4] и радиус пятна $R \approx 10^9$ см*, то

* Точнее нужно иметь в виду, что в начале развития пятна площадь поверхности S растет вместе с напряженностью. Однако это не изменит порядка величины.

$$E_1 \approx -\frac{R}{2c} \frac{\partial H}{\partial t} \approx -10^{-4} \text{ эл.-стат. ед.} = -3 \cdot 10^{-2} \text{ в/см.}$$

В хромосфере, на высоте 10^9 см можно принять $E_1 \approx 10^{-5}$ (в дальнейшем мы всюду, где не оговорено, будем пользоваться гауссовой системой единиц). Однако при таком расчете нужно учитывать, что контур L должен проходить через одни и те же материальные точки, это не геометрический, а материальный контур, связанный с веществом, и при вычислении изменения потока через контур нужно учесть деформацию контура, т. е. движение вещества ([3], стр. 544).

Это движение можно учесть, оставив E_1 таким, как оно вычислено для неподвижного контура, но введя дополнительное поле

$$E_2 = \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H}, \quad (2)$$

индуцируемое движением газа со скоростью $\mathbf{V}$ в поле $\mathbf{H}$ ([3], стр. 537)

Каким образом возникает движение? Известно, что плазма в магнитном поле под действием перпендикулярного к нему электрического поля E_1 приходит в движение [5] со скоростью

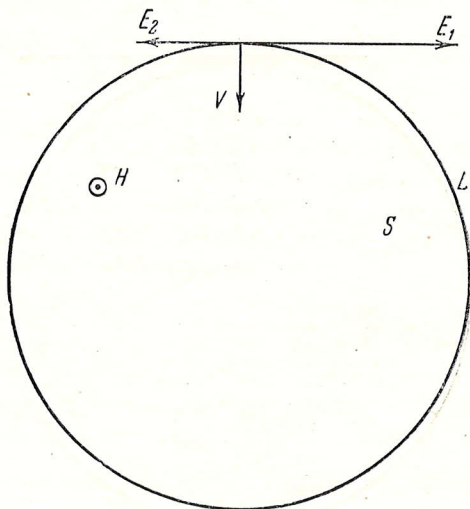
$$\mathbf{V} = \frac{1}{c} \frac{\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}}{H^2}, \quad (3)$$

если за время свободного пробега τ электроны и ионы успевают совершить в магнитном поле достаточно большое число оборотов, происходящих с угловой частотой $\omega = \frac{eH}{mc}$, где e и m — заряд и масса частицы, т. е. если $\omega\tau \gg 1$. В верхних слоях хромосферы и в короне это условие выполнено при $H > 0.1 \div 1$. Такое движение называется дрейфом. Возникающее при дрейфе дополнительное поле E_2 , согласно (2) и (3), равно $E_2 = -E_1$, т. е. первое поле почти полностью нейтрализуется. Однако поле E_1 вызывает ток $\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}$, рост которого замедляется полем самоиндукции E_3 , определяемым уравнениями Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (4)$$

Теперь дрейф определяется полем $\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_3$, которое меньше $\mathbf{E}_1$, так что скорость дрейфа соответственно уменьшается. Поле, вызванное дрейфом согласно (2) и (3) $\mathbf{E}_2 = -(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_3)$, следовательно, общее поле в движу-

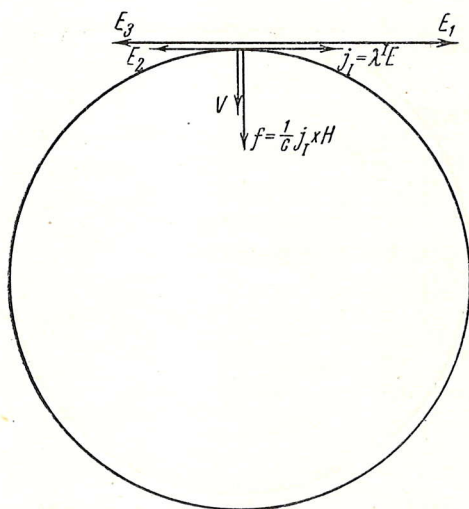
* Этот ток появляется вследствие того, что $\omega\tau$ не бесконечно велико. Это же приводит к тому, что скорость дрейфа фактически несколько меньше $\mathbf{V}$, так что и поле $\mathbf{E}_2$ несколько меньше, чем $-\mathbf{E}_1$. Мы говорим здесь о продольной компоненте тока и поля самоиндукции.



Фиг. 1. Поле индукции E_1 и поле E_2 , появляющиеся от движения материи со скоростью V

щейся материи $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 = 0$, вернее, близко к нулю, так как $\omega\tau$ конечно. Таким образом, в хромосфере и короне изменение магнитного поля пятна в обычных условиях не может вызвать значительных индукционных токов.

В нижних слоях хромосферы и в фотосфере при полях напряженностью меньше 100 гаусс $\omega\tau \approx 1$ для электронов и $\ll 1$ для ионов, так что дрейфа не будет. Однако движение плазмы все равно будет происходить под действием силы $\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$, действующей в магнитном поле на вещество, по которому протекает ток. Уже при небольшом токе величина $\mathbf{j}$



Фиг. 2. Ток $\mathbf{j}_1^I$, обусловленный суммой трех электрических полей, и вызванная им сила $\mathbf{f}$; $\mathbf{j}_1 = \lambda^I \mathbf{E} = \lambda (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3)$

довольно значительна, и плазма приводится в движение таким образом, что индуцируемое этим движением поле $\mathbf{E}_2$ почти уничтожает первоначальное поле $\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_3$. «Почти», так как небольшая разница должна быть для создания тока $\mathbf{j}$, поддерживающего движение. В обычных условиях $\mathbf{j}$, а следовательно, и некомпенсированная напряженность поля должны быть малы (фиг. 2).

Если поле $\mathbf{E} \approx 0$, значит, магнитный поток через любой материальный контур почти не изменяется, т. е. магнитная силовая трубка охватывает все время одну и ту же массу материи. Следовательно, атмосфера Солнца, согласно

приведенному в литературе выражению, «приклеена» к магнитным силовым линиям, так что относительное движение их может происходить только при особых условиях, которые будут рассмотрены ниже. Подобный случай использовал Джованелли [2], указавший, что вследствие наложения общего магнитного поля Солнца и других пятен на поле изменяющегося пятна вектор электрической индукции не будет, вообще говоря, перпендикулярен магнитному. В этом случае движение может уничтожить только перпендикулярную к магнитному полю компоненту электрического поля, а продольная компонента вызовет ток, способный произвести какие-либо эффекты. Именно в невозможности уничтожить продольную компоненту $\mathbf{E}$ движением, а не в увеличении, как считает Джованелли, проводимости вдоль поля (что не существенно) заключается специфика данного случая.

Рассмотрим подробнее случай, когда внешних магнитных полей нет и $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$. Нарушение почти полной компенсации $\mathbf{E}$ и появление сильного тока возможно в том случае, если какая-либо причина, например градиент давления, будет мешать движению. При этом поле $\mathbf{E}_2$ будет меньше, чем при свободном движении, и действующее поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 \neq 0$.

Само движение плазмы, ведущее к сгущению материи при увеличении поля и к разрежению при уменьшении поля, создает необходимый градиент давления.

Необходимую величину градиента мы оценим ниже, а сейчас допустим, что градиент давления достиг предельной величины, при которой движение плазмы полностью прекратилось *. В этом случае поле E , равное $E_1 + E_3$, и градиент давления $\frac{dp}{dr}$ создают ток, перпендикулярная к магнитному полю компонента плотности которого в условиях, когда доля ионизованных атомов больше $0,1^0/0$ (при этом τ определяется взаимодействием с ионами и электронами, а не с нейтральными атомами), определяется выражением [5]:

$$\mathbf{j} = \frac{ne\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \left(\frac{eE}{m_p} - \frac{1}{nm_p} \frac{dp_p}{dr} + \frac{eE}{m} + \frac{1}{nm} \frac{dp_e}{dr} \right) + \frac{ne\omega\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} \frac{1}{H} \left(\frac{eE}{m_p} - \frac{1}{nm_p} \frac{dp_p}{dr} + \frac{eE}{m} + \frac{1}{nm} \frac{dp_e}{dr} \right) \times \mathbf{H}. \quad (5)$$

Здесь n — число электронов или протонов в 1 см^3 (эти числа практически одинаковы; для простоты мы не будем учитывать незначительное влияние других элементов); m_p и m — массы, а $p_p = p_e = nkT$ — парциальные давления протонов и электронов,

$$\tau = \frac{\tau_p m + \tau_e m_p}{m_p + m}; \quad \omega = \frac{\omega_p m + \omega_e m_p}{m_p + m},$$

где время свободного пробега протонов и электронов τ_p и τ_e вычисляется из условия, что эффективный радиус столкновения двух ионов в условиях хромосферы равен $\frac{3,6 \cdot 10^{-3}}{T}$. Так как $m_p \gg m$, $\tau \approx \tau_e$ и $\omega \approx \omega_e^{**}$.

В отсутствии магнитного поля градиент плотности плазмы вызвал бы электрическое поле [6] $E_0 = -\frac{1}{ne} \frac{dp_e}{dr}$. Вставляя значение градиента в (5) и опуская малые члены ($\omega\tau \gg 1$), имеем

$$\mathbf{j} = \frac{ne^2\tau}{m\omega^2\tau^2} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) + \omega\tau \frac{ne^2\tau}{m\omega^2\tau^2} \frac{1}{H} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{H}. \quad (6)$$

Напомним, что (6) выражает компоненту плотности тока в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{H}$. Если имеется компонента электрического поля $E_{\parallel}$ вдоль $\mathbf{H}$, она вызовет ток плотности

$$\mathbf{j}_{\parallel} = \frac{ne^2\tau}{m} \mathbf{E}_{\parallel}. \quad (6a)$$

* Для суждения о характере движения необходимо решить соответствующие уравнения, ибо движение не обязательно должно привести к равновесию. Однако в нашем случае действующие силы, как будет видно из дальнейших оценок, в сотни и тысячи раз больше, чем сила инерции, поэтому член $\rho \frac{dv}{dt}$ в уравнении можно опустить, и само уравнение движения сведется к условию равновесия движущих сил.

** Необходимо подчеркнуть, что E определяется в системе отсчета, связанной с газом в целом. При наличии дрейфа $E \approx 0$.

Таким образом, плотность тока вдоль $\mathbf{H}$ не зависит от наличия магнитного поля. Допустим, что установилось не только механическое, но и электрическое равновесие, т. е. объемный заряд в каждой точке не зависит от времени. Из известного равенства ([3], стр. 398)

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (7)$$

где ρ — плотность объемного заряда, заключаем, что объемный заряд не будет изменяться лишь в том случае, когда $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$.

Временно положим ток вдоль $\mathbf{H}$ равным нулю. Время свободного пробега $\tau = \frac{f(T)}{n}$, где $f(T)$ — некоторая функция температуры. Введя единичный вектор $\mathbf{h}$, направленный вдоль магнитного поля, перепишем (6) в виде

$$\mathbf{j} = Cn [n (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) + \omega \tau n (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{h}], \quad (8)$$

где $C = \frac{e^2}{m \omega^2 f(T)}$.

Примем, что в интересующей нас области, около центра тяжести магнитного потока, T и H постоянны, тогда $\omega \omega \tau$ не зависит от координат и может быть вынесено за знак расходимости.

Для упрощения математической стороны задачи сделаем далее естественные допущения, что ось $Z \parallel \mathbf{h}$ служит осью симметрии для поля $\mathbf{H}$ в некоторой области и что уплотнение материи в этой области, образовавшееся из-за увеличения H , также имеет ту же ось симметрии. Эти допущения не меняют существа задачи.

Образую расходимость от обеих частей равенства (8), получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{j} &= Cn \operatorname{div} [n (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) + \omega \tau n (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{h}] + \\ &+ C [n (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) + \omega \tau n (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{h}] \cdot \operatorname{grad} n. \end{aligned} \quad (9)$$

Используя тождество

$$\operatorname{div} [(\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{h}] = \operatorname{rot} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \cdot \mathbf{h} \quad (10)$$

и равенство $\operatorname{rot} \mathbf{E}_0 = 0$, запишем (9) в цилиндрических координатах.

Все производные по φ вследствие симметрии обращаются в нуль,

$$E_{0r} = E_0, \quad E_{0\varphi} = 0.$$

Окончательно имеем

$$\frac{d}{dr} [rn (E_r - E_0 + \omega \tau E_\varphi)] + r (E_r - E_0 + \omega \tau E_\varphi) \frac{dn}{dr} = 0. \quad (11)$$

Подстановка $u = r (E_r - E_0 + \omega \tau E_\varphi)$ приводит уравнение к виду $n \frac{du}{dr} + 2u \frac{dn}{dr} = 0$, откуда $u = K n^{-2}$, где K — постоянная.

При $r = 0$ $u = 0$, так как напряженность поля должна быть всюду конечной, так же как и плотность, следовательно, $K = 0$ и $u \equiv 0$. В результате имеем

$$E_r = E_0 - \omega \tau E_\varphi. \quad (12)$$

Полученное равенство означает, что появление вихревого электрического поля $E_\varphi = E_1$ в рассматриваемых нами условиях порождает кроме E_0 новое потенциальное поле $-\omega\tau E_\varphi$.

В верхних слоях хромосферы над пятном $-\omega\tau \approx 10^4 - 10^5$ и при росте $\mathbf{H}$ $E_1 < 0$, так что добавочное поле направлено навстречу E_0 . Это явление аналогично так называемому эффекту Холла ([3], стр. 241). Физический смысл его заключается в том, что поперечная компонента вихревого тока [второй член (8)] несет к оси отрицательный заряд, поле которого, вызывая противоположно направленный ток, останавливает дальнейший рост заряда. Оценим порядок величины E_r и плотности заряда ρ . Для E_1 мы получили на расстоянии $R = 10^9$ от оси поля значение -10^{-5} , $\omega\tau \approx -3 \cdot 10^4$, следовательно $E_r - E_0 \approx -0.3$ эл.-стат. ед. $= -100$ в/см — очень большая величина. Для создания такого поля необходима плотность заряда $\rho = \frac{E_r}{4R} = -\frac{0.3}{4 \cdot 10^9} = -7.5 \cdot 10^{-11} = -0.2e$.

Время образования такого заряда можно оценить из (7); оно меньше чем 10^{-3} сек., т. е. стационарное состояние устанавливается практически мгновенно, и наше предположение о наличии электрической стационарности получает некоторое основание.

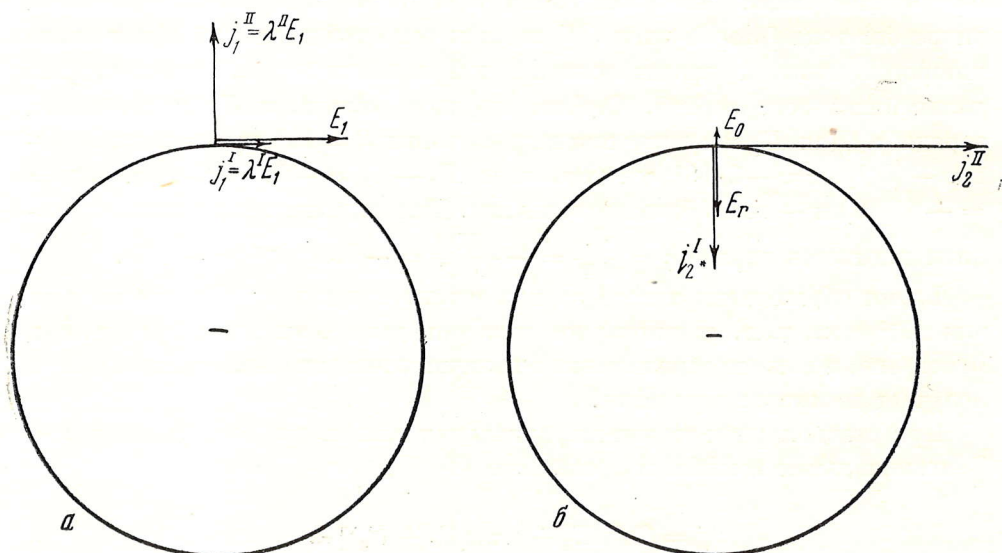
При стационарном состоянии радиальная компонента тока равна нулю. Тангенциальная компонента, согласно (8)

$$j = Cn[nE_1 + \omega\tau n(E_r - E_0)] = \\ = \frac{e^2 n}{m\omega^2\tau} E_1 (1 + \omega^2\tau^2) \approx \frac{ne^2\tau}{m} E_1. \quad (13)$$

Сравнивая с (6а), мы видим, что вихревой ток имеет ту же величину, какую он имел бы, если бы магнитного поля не было, т. е. создание объемного заряда компенсирует влияние магнитного поля на проводимость плазмы, перпендикулярно $\mathbf{H}$, и увеличивает проводимость и соответственно плотность тока в $\omega^2\tau^2 \approx 10^9$ раз. Фактическое увеличение тока будет не столь значительно. Выше мы не учитывали токи, текущие вдоль $\mathbf{H}$. Однако если даже вихревое электрическое поле и не имеет компоненты вдоль $\mathbf{H}$, потенциальное поле объемного заряда должно иметь такую компоненту. Это вызовет ток вдоль $\mathbf{H}$, и условие (7) нужно писать не для двух, а для трех измерений. Задача усложняется не только математически, но и физически, так как в область интегрирования нужно включить всю магнитную силовую трубку, ограниченную краями пятен и проходящую через подфотосферные слои, где нам неизвестны физические условия и характер магнитного поля. Поэтому мы ограничимся качественным рассмотрением вопроса.

Если бы по всей поверхности силовой трубки сохранялись условия применимости уравнения (6) и условие стационарности и $\omega\tau$ было бы значительно больше единицы, заряд одновременно образовывался бы во всей замкнутой трубке, и тока вдоль $\mathbf{H}$ не было бы. Однако в подфотосферных слоях, даже при $H = 10^3$, $|\omega\tau| < 1$, так что $E_r - E_0 \leq E_\varphi$, и токи Холла малоэффективны. Следовательно, заряд внизу не образуется,

и подфотосферные слои служат как бы стоками отрицательного заряда, возникающего в хромосфере. Этот заряд (отрицательный) будет переходить вниз и там расходиться в стороны [направление тока будет, естественно, обратным (фиг. 4)]. Проводимость поперек $\mathbf{H}$ в нижних слоях почти не зависит от H ($|\omega^2\tau^2|_{\text{нижн}} \ll 1$), т. е. в $|\omega^2\tau^2|_{\text{хром}} \approx 10^9$ раз больше, чем соответствующая проводимость в хромосфере.



Фиг. 3. *a* — кольцевое поле E_1 порождает токи j_1^I и j_1^{II} , причем j_1^{II} течет по радиусу; это вызывает появление в центре отрицательного заряда; *б* — заряд дает поле E_r , градиент плотности — поле E_0 . Вместе они дают ток j_2^I и j_2^{II} , $j_2^I = j_1^I$, так что ток по радиусу не течет и заряд стационарен

Прежде чем попасть вглубь, заряд должен пройти через фотосферные слои пятна. Условия прохождения тока в них отличны от рассмотренных прежде случаев, так как движение ионов (или τ) определяется столкновениями с нейтральными атомами. Действительно, эффективный радиус столкновения заряженных частиц, как было уже упомянуто, $r = \frac{3.6 \cdot 10^{-3}}{T}$. При температуре фотосферы $r \approx 7 \cdot 10^{-7}$. Радиус соударения с нейтральным атомом $r_0 \approx 10^{-8}$. Отношение эффективных сечений $\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \approx 5 \cdot 10^3$. Согласно [7], в фотосфере $n_e = 5 \cdot 10^{13}$ — примерно в 10^3 меньше, чем число нейтральных атомов $n_0 \approx 5 \cdot 10^{16}$; поэтому в фотосфере ионы, а не нейтральные атомы определяют время свободного пробега иона, и формула (5) в фотосфере еще верна. Однако в поверхностных слоях пятна температура $T \approx 4800^\circ$, так что ионизация, определяемая формулой Саха, будет меньше, чем в фотосфере (спектр пятна $K2$ также говорит о меньшей ионизации). Согласно [8], n_e в пятне в 30 раз меньше, чем в фотосфере; при этом пробег иона и электрона будет определяться взаимодействием с нейтральными атомами. Нигде в Солнце, кроме пятен, это, повидимому, не будет иметь места. В пятнах ток складывается из независимых электронной

и ионной компонент, определяемых для тока, перпендикулярного к $\mathbf{H}$, уравнениями [5]

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_e &= \frac{n_e e \tau_e}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2} \left(\frac{e}{m} \mathbf{E}_\perp + \frac{1}{n_e m} \frac{dp_e}{dr} \right) + \frac{n_e e \omega_e \tau_e^2}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2} \frac{1}{H} \left(\frac{e}{m} \mathbf{E}_\perp + \frac{1}{n_e m} \frac{dp_e}{dr} \right) \times \mathbf{H}; \\ \mathbf{j}_i &= \frac{n_i e \tau_i}{1 + \omega_i^2 \tau_i^2} \left(\frac{e}{m_i} \mathbf{E}_\perp - \frac{1}{n_i m_i} \frac{dp_i}{dr} \right) + \frac{n_i e \omega_i \tau_i^2}{1 + \omega_i^2 \tau_i^2} \frac{1}{H} \left(\frac{e}{m} \mathbf{E}_\perp - \frac{1}{n_i m_i} \frac{dp_i}{dr} \right) \times \mathbf{H} \end{aligned} \quad (14)$$

и для тока, параллельного $\mathbf{H}$, уравнениями

$$\begin{aligned} j_{i\parallel} &= n_e e \tau_e \left(\frac{e}{m} \mathbf{E}_\parallel + \frac{1}{n_e m} \frac{dp_e}{dr} \right); \\ j_{e\parallel} &= n_i e \tau_i \left(\frac{e}{m_i} \mathbf{E}_\parallel - \frac{1}{n_i m_i} \frac{dp_i}{dr} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

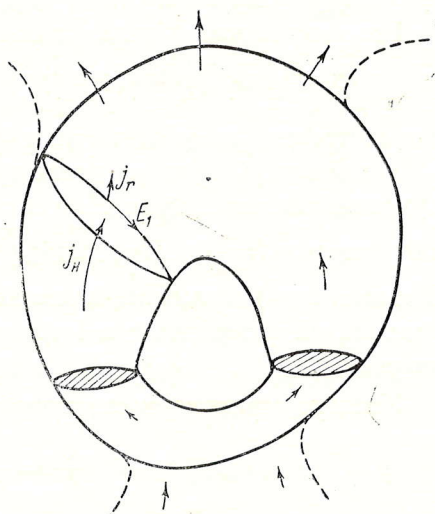
Используя приведенные выше значения n_0 и T , находим, что в пятне $\tau_e = 1.3 \cdot 10^{-9}$, $\tau_i = 2.4 \cdot 10^{-7}$ (молекулярный вес ионов в среднем принят равным 20). При $H = 10^3$ $\omega_e \tau_e = 20$ и $\omega_i \tau_i = 0.1$. Следовательно, ионная составляющая тока не имеет заметной поперечной компоненты [2-й член (14)], а электронная имеет. Применяя к $\mathbf{j} = \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_e$ условие стационарности, мы находим, что (12) справедливо и в пятне. Если бы $\omega_i \tau_i$ было $\gg 1$, поперечные компоненты обоих составляющих взаимно уничтожились бы, и эффекта Холла не было бы.

Проводимость вдоль H в пятне при $n_e = 2 \cdot 10^{12}$

$$\lambda_n = \lambda_e = \frac{n_e e \tau_e}{m} = \frac{2 \cdot 10^{12} \cdot 2.3 \cdot 10^{-19} \cdot 1.3 \cdot 10^{-9}}{9 \cdot 10^{-28}} = 6 \cdot 10^{11}.$$

При изменении электронной концентрации проводимость соответственно изменяется.

Оценим окончательное значение E_r , получающееся при учете оттока заряда в пятно, используя следующую грубую физическую картину. Электроны со всей поверхности силовой трубки текут к оси, а затем текут в пятно, площадь которого примем в 10 раз меньшей, чем площадь боковой поверхности трубки. Для того чтобы заряд не изменялся, полный поток электричества через замкнутую поверхность, ограниченную пятнами, должен быть равен нулю, т. е. плотность тока в пятне j_n должна быть в 10 раз больше, чем в направлении от оси $j_r = \frac{\lambda_0}{\omega \tau} E_1$.



Фиг. 4. Объемный отрицательный заряд вызывает ток j_n , текущий через пятно; этот ток растекается затем в хромосферу (ток j_r из-за поля E_1)

Это можно записать в виде $\lambda_n E_n = 10 \frac{\lambda_0}{\omega \tau} E_1$, где E_n — поле вдоль оси пятна. Подставляя численные значения величин, находим $E_n = \frac{5 \cdot 10^{12}}{6 \cdot 10^{11}} \frac{10}{\omega \tau} E_1 = \frac{80}{\omega \tau} E_1 = 2.5 \cdot 10^{-3} E_1 = 2.5 \cdot 10^{-8}$ эл.-стат. ед. $= 7 \cdot 10^{-6}$ в/см. Поскольку это поле создается объемным зарядом, поле E_r должно быть того же порядка. Итак, окончательное значение для поля объемного заряда $E_r = \frac{80}{\omega \tau} E_1 = -2 \cdot 10^{-8}$. Это поле вызовет ток $j_\varphi = \frac{\lambda_0}{\omega \tau} (E_r - E_0) \approx \frac{5 \cdot 10^{12}}{\omega^2 \tau^2} \cdot 80 E_1 \approx 4 CGSE = 1.3 \cdot 10^{-9}$ а/см² *. Без E_r ток j_φ был бы равен $\frac{\lambda_0}{\omega^2 \tau^2} E_1 \approx 0.05 CGSE$. Таким образом, образование объемного заряда может увеличить кольцевой ток в несколько десятков раз. Плотность объемного заряда $\rho = \frac{E_r}{4R} \approx 5 \cdot 10^{-18}$ эл.-стат. ед. $= 10^{-8}$ е, т.е. на 10^8 см³ приходится один избыточный электрон.

Все полученные данные сильно зависят от отношения проводимости в пятне и в хромосфере. Если, например, проводимость пятна уменьшится хотя бы из-за уменьшения ионизации, поле и объемный заряд соответственно увеличатся, и наоборот.

Оценим теперь, какое значение градиента плотности необходимо для прекращения сжатия материи. Мы уже говорили, что для этого радиальная составляющая силы $\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$ должна уравниваться градиентом давления $\frac{dp}{dr}$. При этом под $\mathbf{j}$ нужно понимать полный ток, как прямой, так и поперечный. Радиальная составляющая $\mathbf{f}$ определяется только тангенциальной составляющей $\mathbf{j}$.

Условие стационарности приобретает вид

$$\frac{dp}{dr} = \frac{1}{c} \mathbf{j}_\varphi \times \mathbf{H}.$$

Радиальная составляющая $\mathbf{j}$, как было показано в [9], вызывает силу, направленную по касательной, что может вызвать вращение всей массы газа. Однако мы не будем останавливаться на этом явлении.

Найдем градиент плотности, необходимый для уравнивания силы f сначала, когда еще не создан объемный заряд. Условие стационарности

$$\left| \frac{dp}{dr} \right| = \frac{1}{c} \left| \mathbf{j}_I \times \mathbf{H} \right| = \frac{\lambda}{c} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} H E_1,$$

откуда

$$\frac{dn}{dr} = \frac{\lambda}{c} \frac{H E_1}{k T \omega^2 \tau^2} \approx \frac{5 \cdot 10^{12}}{3 \cdot 10^{10}} \frac{10^2 \cdot 10^{-5}}{1.37 \cdot 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^3 \cdot 10^9} = 2.5 \cdot 10^2.$$

Принятые значения величин видны из расчета. Полученное значение градиента не очень велико, на расстоянии 1000 км концентрация увеличится на $2.5 \cdot 10^{10}$ частиц **, тогда как средняя концентрация в этих слоях больше 10^{10} . Следовательно, первая стадия равновесия будет

* Как будет показано ниже, $E_0 \ll E_r$.

** Такую концентрацию имеют яркие протуберанцы.

быстро достигнута, и начнет расти отрицательный заряд. Рассмотрим вторую стадию равновесия, когда заряд принял постоянное значение. В этом случае, как мы видели, тангенциальный ток увеличивается в несколько десятков раз. Таково же будет и увеличение силы, так что градиент плотности должен увеличиться в несколько десятков раз.

Тепловые действия тока зависят от его мощности, т. е. от jE . Поскольку поперечный ток перпендикулярен к E , тепловое действие производит только ток, направленный вдоль результирующего поля $E \approx E_1$. Этот ток имеет практически ту же величину, что и без объемного заряда, так что выделение тепла не увеличится. В единицах kT на одну частицу за 1 сек. выделяется тепло $\Delta Q = \frac{\lambda E_1^2}{\omega^2 \tau^2 n k T} =$

$$= \frac{5 \cdot 10^{12} \cdot 10^{-10}}{10^9 \cdot 10^{10} \cdot 1.4 \cdot 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^3} = 7 \cdot 10^{-5}, \text{ или } 5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{сек}} = 4 \cdot 10^{-2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{сутки}}.$$

Сравнивая эту величину с расчетом Шкловского [10], мы видим, что она недостаточна для существенного нагрева хромосферы, но значительно больше, чем требуется для нагрева короны. Такая энергия может повысить температуру над пятном в слое между короной и хромосферой.

С полученным выше значением $\frac{dn}{dr}$ оценим E_0 . По определению $E_0 =$

$$= \frac{kT}{ne} \frac{dn}{dr} = \frac{1.37 \cdot 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^3}{10^{11} \cdot 4.8 \cdot 10^{-10}} \cdot 2 \cdot 10^4 = 3 \cdot 10^{-10}.$$

Здесь n принято равным 10^{11} . Мы видим, что $E_0 \ll E_r$, как и было принято выше.

Суммируем кратко основные результаты наших расчетов. Над развивающимся пятном должно появиться уплотнение материи, вытянутое вдоль оси магнитного поля. Это облако должно быть заряжено отрицательно. Вокруг уплотнения будут течь кольцевые токи. Значительно более сильные токи (j_r) текут из глубины пятна вдоль поля и в хромосфере расходятся в стороны. Если проводимость в пятне почему-либо уменьшится, заряд и радиальное поле в хромосфере соответственно увеличатся, усилятся и кольцевые токи. Увеличится разность потенциалов хромосферных и подфотосферных слоев, разделенных поверхностными слабопроводящими слоями пятна. Это может вызвать «пробой» — разряд в пятно, может быть, в какой-то степени имеющий связь с протуберанцами. Образование уплотнения само может привести к хромосферной вспышке [11].

При распаде пятна, т. е. при уменьшении H , все явления качественно будут те же, но заряд и токи будут иметь обратный знак. Кроме того, скорость уменьшения H меньше, чем скорость роста [12], поэтому масштаб всех явлений будет меньше.

Наблюдения показывают ([12], стр. 172), что в начальной стадии развития пятен образуются волокна, тянущиеся из одного пятна группы в другое, причем они движутся от более молодого пятна к более старому. Согласно статистике, подавляющая часть хромосферных вспышек приходится на первую треть времени развития пятна ([12], стр. 174).

Проводить детальное сравнение теории с наблюдениями или считать,

что ряд явлений сопровождающих пятна, объяснен, было бы неправильно, ибо наши результаты — только очень грубый намек на некоторые качественные особенности явлений, которые должны сопровождать развитие пятна. На самом деле все эти явления неизмеримо сложнее и требуют дальнейшего изучения.

В заключение рассмотрим недостатки основных работ, относящихся к электромагнитным явлениям в солнечной атмосфере.

Эванс [13] рассматривает форму и движение протуберанцев как результат движений составляющих их ионов и электронов в магнитном поле пятна и в электрическом поле объемного заряда протуберанца, причем напряженности полей подбираются из сравнения теории с наблюдениями. Такой подход совершенно неправилен, так как в протуберанце движение ионов и электронов не независимо, это не сумма отдельных самостоятельных частиц, как в катодной трубке, а газ с определенным распределением скоростей, взаимным обменом импульса. Из рассмотрения Эванса выпадают такие важные явления, как индукция при движении газа в магнитном поле и самоиндукция при изменении плотности тока в протуберанце.

Далее он неправильно считает, что электрическое поле Солнца может компенсировать силу тяжести, действующую на протуберанцы. Общее поле Солнца уничтожает около половины веса протона (см. дискуссию в [6]), но на практически нейтральную материю протуберанцев и короны (плотность объемного заряда значительно меньше, чем en_i) оно действует слабо; для их поддержки нужны значительно более сильные поля. Наконец, он вообще не показывает, как в высокопроводящей среде может образоваться объемный заряд.

Альфвен [14] указывает на довольно правдоподобную возможность разряда вблизи пятна: вихревое движение газа над пятном создает индукционное электрическое поле, направленное по радиусу. Разряд происходит вдоль силовой линии магнитного поля пятна, пересекающей вихрь в двух точках с некоторой разностью потенциалов.

Однако неясно, как такой разряд, который, по всей вероятности, должен выразиться в появлении тока, текущего вдоль силовой линии и потому не производящего механических действий, может вызвать движение газа в целом и другие явления, сопровождающие протуберанцы. То же можно сказать и о его теории спокойных протуберанцев: неоднородное вращение поверхности Солнца в магнитном поле создает разность потенциалов между двумя точками пересечения одной силовой линии с поверхностью, если эти точки из-за наложения полей пятен находятся на разных широтах.

Джованелли [15] объясняет эруптивные протуберанцы дрейфом ионов и электронов в перпендикулярных магнитном поле пятна и электрическом поле индукции. Такой дрейф со скоростью $v = c \frac{E}{H}$ действительно должен происходить, если плазма достаточно разрежена, т. е. $\omega_e \tau_e$ и $\omega_i \tau_i \gg 1$.

При обычных значениях полей скорость $v \approx 10^3$ см/сек, что значительно меньше, чем скорости протуберанцев. Джованелли указывает, что при некоторых условиях величина E может быть гораздо больше, чем средняя. При наложении внешнего постоянного магнитного поля на поле пятен часть некоторой вихревой электрической силовой линии будет параллельна H , а часть перпендикулярна. Поскольку напряжение в разных участках замкнутого контура распределяется пропорционально сопротивлениям участков, почти вся электродвижущая сила индукции сосредоточивается там, где $E \perp H$, и скорость дрейфа может стать значительной. После того как поток вылетел из области, где E велико и перпендикулярно H , он постепенно затормозится, а затем упадет по силовой линии. Так Джованелли объясняет возвратные протуберанцы. Однако возвратные протуберанцы поднимаются и опускаются по одному и тому же пути, тогда как у Джованелли они поднимаются перпендикулярно H , а опускаются вдоль H . Кроме того, возвратные протуберанцы поднимаются на высоту порядка 100 000 км., а область большого электрического поля должна быть значительно меньше. Как только поток выйдет из этой области, он остановится, так как будет заторможен магнитным полем.

Киппенхейер [16] рассматривал действие распространяющегося магнитного поля пятна на механические и тепловые явления в атмосфере. Уравнения распространения поля он решает в неподвижной несжимаемой среде, тогда как мы видели, что движение атмосферы существенно для явлений индукции. Кроме того, в своих расчетах он использовал для проводимости хромосферы формулу (14), тогда как нужно применять (5). Эта ошибка привела к завышению проводимости в 43 раза. Наконец, он не учитывает поперечной составляющей тока, приводящей к образованию объемного заряда.

Каулинг [5], прилагая теорию проводимости к движению газовых масс поперек магнитного поля, получает, что они будут заторможены за 1 сек., если не будет движущих сил и некоторых других факторов. Однако при расчете силы тормозящего тока он не учитывал поля самоиндукции. Это поле существенно замедляет рост тока и, следовательно, скорость торможения.

Время торможения с учетом самоиндукции можно оценить, используя теорию магнитно-гидродинамических волн Альфвена [16], ибо исходные уравнения этой теории — те же, что и для движения материи поперек H . Единственный недостаток этой теории — неучет поперечной составляющей тока, которая вносит некоторые усложнения.

Волны Альфвена распространяются со скоростью $v = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$, где ρ — плотность газа, длина волны $vt_0 = 4l$, где t_0 — период колебаний, а l — размер узла протуберанца, к которому применяется теория. Время торможения $t = \frac{1}{4}t_0 = \frac{l}{v}$. Полагая $\rho = 3 \cdot 10^{-13}$, находим для $l = 10^8$, $H = 100$, время торможения $t = 2$ сек., для $l = 10^9$, $H = 10$ $t = 200$ сек. — существенно больше, чем у Каулинга.

Литература

1. Я. П. Терлецкий. Вестник МГУ № 11, 53, 1949.
 2. R. Giovanelly. M. N. 107, 339, 1947; 108, 164, 1948.
 3. И. Е. Тамм. Основы теории электричества. ОГИЗ, 1949.
 4. K. Brunnkow a. W. Grottrian. Zs. f. Ap. 26, 313, 1949.
 5. Т. Каулинг. Астрофизический сборник № 2, 1951.
 6. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 5, 34, 1950.
 7. G. Münch. Ap. J. 104, 87, 1946.
 8. Т. В. Крат. Изв. ГАО № 137, 1, 1946.
 9. Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский. ЖЭТФ 16, 840, 1946.
 10. И. С. Шкловский. Астр. журн. 24, 25, 1947.
 11. И. С. Шкловский. ДАН СССР 64, 37, 1949.
 12. М. Вальдмейер. Результаты и проблемы исследования Солнца. 1950.
 13. D. Evans. M. N. 106, 300, 1947.
 14. H. Alfvén. Relat. entre les phénomènes solaires et géophysiques, p. 9. Paris, 1949.
 15. R. Giovanelly. Austr. of Ssi. Res., A 2, 39, 1949.
 16. Г. Альфвен. Астрофизический сборник № 2, 1951.
-

СПЕКТРОГЕЛИОГРАФ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Г. А. Мошин и А. Б. Северный

В статье даются оценки различных типов спектрогелиографов, описание спектрогелиографа, сконструированного и осуществленного на обсерватории, и приведены результаты его испытаний.

§ 1. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ТИПОВ СПЕКТРОГЕЛИОГРАФОВ

При выборе типа спектрогелиографа встречаются трудности, которые приходится тщательно обдумать перед составлением проекта. Возможно четыре способа получения монохроматических изображений Солнца при помощи спектрографа посредством: 1) синхронно движущихся входной и выходной щелей при неподвижных спектрографе, изображении Солнца и фотопластинке; 2) движения всего спектрографа в целом относительно неподвижных изображения Солнца и фотопластинки; 3) синхронного движения изображения Солнца и изображения выходной щели при неподвижных спектрографе и фотопластинке (например, посредством синхронного вращения призм Андерсона перед выходной и входной щелью); 4) синхронного движения изображения Солнца и фотопластинки относительно неподвижного спектрографа.

Достоинства первого типа спектрогелиографа проявляются в том случае, когда щели колеблются, что позволяет осреднить условия видимости в течении экспозиции; это особенно важно тогда, когда экспозиция длинная (фотографирование в слабых металлических линиях) и селективная прозрачность атмосферы подвержена быстрым изменениям. Однако существенный недостаток этого типа в том, что условия прохождения лучей в спектрографе все время меняются. Действительно, если входная щель сдвинута на отрезок ΔS от оптической оси инструмента, то луч упадет на дифракционную решетку под углом i к ее нормали, где $\operatorname{tg} i = \Delta S / F$, а F — фокусное расстояние коллиматора и камеры (см. ниже, фиг. 1). Монохроматическое изображение входной щели в фокальной плоскости камеры сдвинется на $\Delta x = F \operatorname{tg} \theta$, где $\theta = \theta_1 - \theta_2$, а θ_1 и θ_2 суть углы отражения лучей от решетки при $\Delta S = 0$ (нормальное паде-

ние лучей на решетку) и $\Delta S \neq 0$ (падение под углом i). Так как имеют место формулы

$$\sin \theta_2 = K \frac{\lambda}{b} - \sin i = \sin \theta_1 - \sin i; \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{tg} \theta_1 - \operatorname{tg} \theta_2}{1 + \operatorname{tg} \theta_1 \operatorname{tg} \theta_2},$$

то связь между ΔS и Δx нелинейная, и для сохранения положения спектральной линии на выходной щели требуется задать этой последней весьма своеобразное движение, отличное от движения входной щели, в особенности в крайних ее положениях. В противном случае при простой линейной синхронизации движений обеих щелей края спектрогелиограмм будут фотографироваться в прилежащей к линии части спектра, т. е. будет иметь место потеря контраста к краям*. Так как осуществить такое нелинейное синхронизованное колебание щелей весьма трудно, то мы отказались от первого типа конструкции спектрогелиографа.

Второй тип спектрогелиографа, осуществленный сначала на «snow telescope», а затем на 60-футовом солнечном телескопе обсерватории Моунт Вильсон, не требует никакой синхронизации двух движущихся элементов и в этом отношении наименее хлопотлив. Но здесь имеются два недостатка. Требующие большой экспозиции фотографии в слабых линиях, или фотографии слабых объектов (протуберанцы) при такой системе получаются весьма неуверенно из-за колебаний условий видимости и прозрачности, вызывающих неоднородное распределение плотности на снимке. Ускорение же движения чревато возникновением вибраций, которые неизбежно сопутствуют движению таких массивных сооружений, как солнечные спектрографы. Но даже при сравнительно медленном движении, когда вибрации не сказываются существенно, как в спектрогелиографе обсерватории Моунт Вильсон, спектрогелиограммы даже в сильных линиях (H_α и H и K) оказываются с заметно неоднородной плотностью и размытыми краями (при медленном движении существенно также сказывается колебание края диска из-за атмосферного волнения).

Третий тип спектрогелиографа (т. е. спектрогелиоскоп с фотокамерой), если иметь дело с призмами Андерсона, обладает весьма существенным недостатком, возникающим из нелинейной зависимости от времени линейного перемещения изображения выходной щели. Элементарный расчет показывает, что интенсивность края фотографируемого поля будет в ~ 2.7 раза меньше, чем интенсивность центра поля. Кроме того, поле зрения спектрогелиоскопа ограничено вследствие размеров призмы Андерсона, а положение фокуса для центра и краев поля зрения несколько различное (хорошо

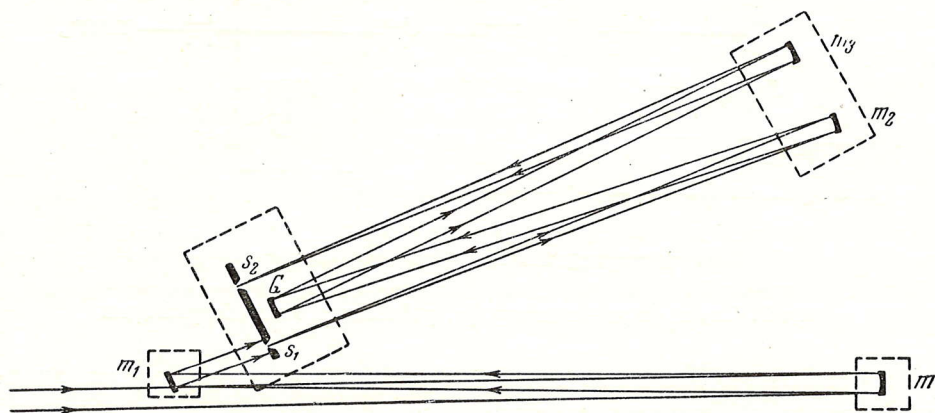
* Например, в случае $F = 500$ см, $\Delta S = 3$ см и $\sin \theta_1 = 0.500$ (что соответствует решетке с числом около 600 делений в 1 мм и K — линии в спектре Солнца), величина $\operatorname{tg} \theta = 0.0069$ и $\Delta x = 3.45$ см, откуда видим, что смещение линии с выходной щели может достигнуть 4 мм в случае простой, «линейной» синхронизации колебания щелей. Эффект потери контраста к краям виден, например, на ранних спектрогелиограммах Хэйла, а также в полученных на обсерватории Мак Мэс с колеблющимися щелями.

известно, что при наблюдениях в спектрогелиоскоп невозможно использовать окуляр с большим увеличением). По этим причинам данный тип спектрогелиографа не употребляется, и Хейл снабдил спектрогелиоскоп отдельным фотографическим приспособлением в виде спектрогелиографа четвертого типа [1].

Хорошие результаты, полученные Д'Азамбужа с медонским спектрогелиографом, а также Хейлом с румфордским спектрогелиографом, показывают преимущества спектрогелиографа четвертого типа над вышеуказанными системами. Здесь условия прохождения лучей через спектрограф неизменны, не исключается возможность осреднения условий видимости за долгий промежуток экспозиции, а синхронизация линейна; в случае колебательных движений изображения Солнца и фотопластинки следует только ограничиться фотографированием на прямолинейной части характеристики движения (т. е. избегать крайних положений движущихся элементов). Поэтому мы избрали этот четвертый тип спектрогелиографа.

§ 2. ОПИСАНИЕ ПРИБОРА И РЕЗУЛЬТАТЫ

На фиг. 1 приведены схемы спектрогелиографа, размещенного в башне большого 40" рефлексора. От горизонтальной целостатной установки (не показана) пучок света сечением 25 см падает на питающее вогнутое зеркало m диаметром 20 см и фокусным расстоянием 8 м. Изображение Солнца диаметром около 8 см образуется посредством пере-



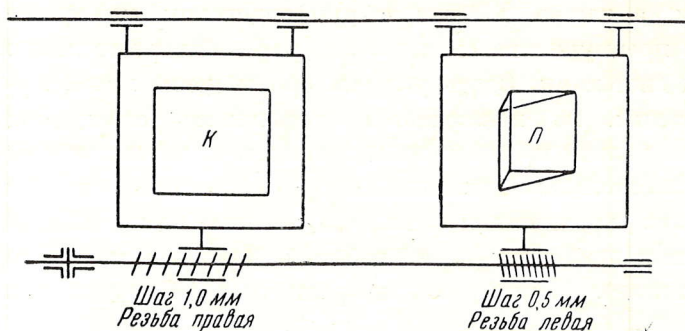
Фиг. 1. Оптическая схема спектрогелиографа

лома сходящегося пучка зеркалом m_1 на плоскости входной щели S_1 .

Ход лучей в спектрографе ясен из фиг. 1; здесь G — плоская решетка (с площадью 50×70 мм, 600 дел/мм); m_2 и m_3 — одинаковые вогнутые зеркала коллиматора и камеры с отверстием 15 см и фокусным расстоянием 6 м, а S_2 — выходная щель.

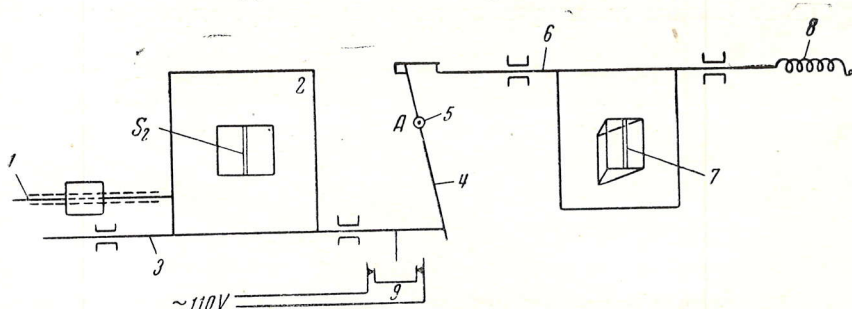
На фиг. 2 показана возможная механокинематическая схема спектрогелиографа четвертого типа. Оправа призмы, двигающаяся перед входной

щелью спектрографа, и адаптор,двигающийся перед выходной щелью, получают свои движения от часового синхронного механизма, делающего 10 об/мин через винт с двумя нарезками — правой и левой; отношение шагов нарезок 1:2. Оправы призмы и кассеты перемещаются по цилиндрической направляющей. Эта очень простая кинематическая система не



Фиг. 2. Механокинематическая схема спектрогелиографа (первый вариант)

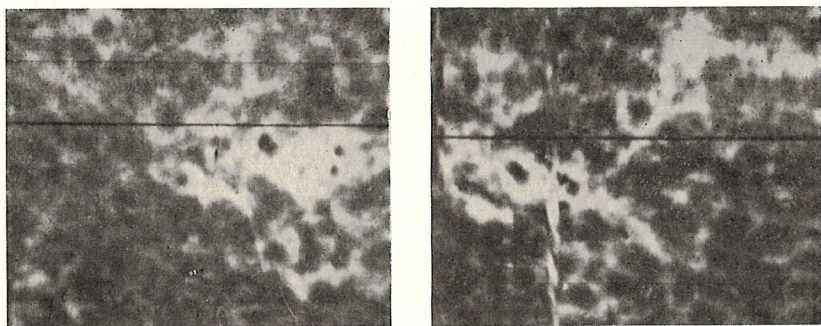
оправдала себя из-за невозможности обеспечить необходимую точность винта; фотографии показали явную периодическую ошибку. Пришлось переделать прибор, несколько усложнив схему и применив один прецизионный винт от инструментального микрометра (фиг. 3).



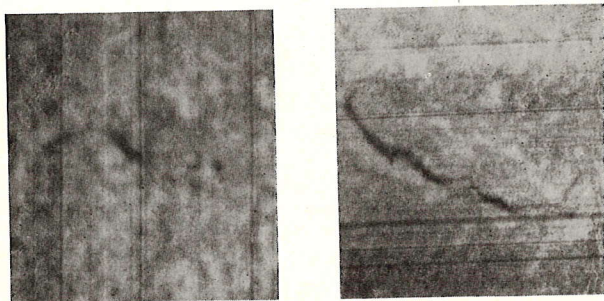
Фиг. 3. Схема спектрогелиографа, работающего на обсерватории

Поступательное движение винта 1 с шагом 0.5 мм передается адапторной части 2, которая укреплена на скользящей цилиндрической направляющей 3. Правый конец направляющей 3 упирается в шатун 4. Ось шатуна 5 может быть юстируема винтами так, чтобы соотношение длин плеч шатуна было точно 2:1. Верхний конец шатуна упирается в направляющую 6, несущую призму 7. Люфты всей кинематической системы выбираются пружиной 8. В прибор вмонтирован автостоп — выключатель 9, останавливающий часовой механизм при оконченной экспозиции. На фиг. 4 приведена фотография общего вида прибора.

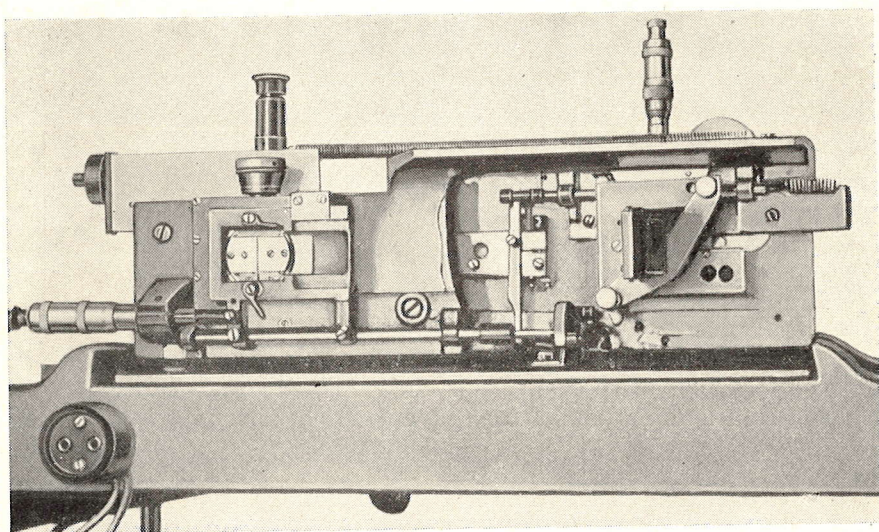
Основная трудность механической юстировки — это обеспечение строгой параллельности направляющих и точного отношения 2:1 у плеч шатуна.



Фиг. 5. Участок поверхности Солнца в лучах линии К ионизованного кальция (налево — кальциевый флоккул 7 VII 1950, направо — тот же флоккул 8 VIII 1950)



Фиг. 6. Участок поверхности Солнца в лучах водородных линий H_{α} (8 VII 1950) и H_{β} (14 VIII 1950)



Фиг. 4. Общий вид спектрогелиографа

При эксплуатации прибора выявилась совершенная необходимость точного контроля положения спектральной линии на щели. Для этой цели был сконструирован и установлен специальный микрометр с крестом нитей, введенный в световой пучок, падающий на вторую щель.

Спектрогелиограмма размером 25×25 мм получается за 5 мин. при нормальной ширине входной щели. Опыт полугодовой работы спектрогелиографа в Симеизе не показал наличия существенных колебаний условий видимости за время экспозиции спектрогелиограммы.

Фиг. 5 воспроизводит спектрогелиограммы участка поверхности Солнца в лучах линий К ионизированного кальция, а фиг. 6 — в лучах H_α линии водорода и в лучах H_β линии водорода.

Л и т е р а т у р а

1. G. Hale. Contr. Mount Wilson Obs. No 388, 1929.
-

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ
НОВЫХ ЗВЕЗД

Э. Р. Мустель

В настоящей статье обсуждается вопрос о причинах отсутствия скачка при пределе серии Бальмера в спектрах новых звезд после максимума блеска.

Указано, что это не может быть результатом недостатка водорода в фотосферах новых звезд. Представлены аргументы в пользу того, что данный наблюдательный факт связан с относительной *изотермией* фотосферических слоев Новых после максимума. Температурный градиент внутри них *существенно меньше*, чем температурный градиент в фотосферах обычных звезд, где имеет место лучевое равновесие.

В свою очередь изотермию фотосферических слоев у новых звезд можно объяснить исходя из того, что внутри оболочек этих звезд после максимума существуют мощные хаотические движения турбулентного характера со сверхзвуковыми скоростями. Последнее подтверждается рядом наблюдений.

До настоящего времени общего обсуждения вопроса о распределении энергии в непрерывном спектре новых звезд никем не проводилось, хотя в данном отношении имеется ряд наблюдательных фактов. Рассматриваемая работа и посвящена указанному вопросу.

Распределение энергии в непрерывном спектре обычных *стационарных* звезд объясняется в настоящее время довольно удовлетворительно теорией лучевого равновесия (см. [1]). Последняя исходит из двух основных предположений: 1) предполагается, что обмен энергией между различными частями звездной фотосферы обусловлен только переносом лучевой энергии (с поглощением ее и переизлучением); 2) предполагается, что к каждому элементу звездной фотосферы применим закон Кирхгофа-Планка

$$j_{\nu} = k_{\nu} B_{\nu}. \quad (1)$$

В предположении справедливости закона (1) выражение для интенсивности выходящего под углом ϑ на поверхность звезды излучения имеет, как известно, вид

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = \int_0^{\infty} B_{\nu} e^{-\tau_{\nu} \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_{\nu}, \quad (2)$$

где $d\tau_{\nu}$ — элемент оптической толщи. Заметим при этом, что вид этого выражения не зависит от первого из указанных предположений.

Из (2) непосредственно следует, что распределение энергии в фотосфере стационарной звезды определяется двумя следующими факторами: 1) распределением температуры в ее фотосфере (с глубиной); 2) ходом коэффициента поглощения k_{ν} с частотой ν . В частности, что нас будет интересоваться дальше, если температура T в фотосфере *постоянна*, т. е. и $B_{\nu}(T) = \text{const}$, то

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = B_{\nu} \int_0^{\infty} e^{-\tau_{\nu} \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_{\nu} = B_{\nu}, \quad (3)$$

т. е. в этом случае *совершенно независимо* от хода k_{ν} с частотой, распределение энергии для *всех* ν и ϑ оказывается соответствующим излучению абсолютно черного тела при температуре фотосферы. Если же температура в фотосфере звезды быстро растет вглубь, то результирующая интенсивность $I_{\nu}(0, \vartheta)$ в смысле зависимости от частоты может в ряде случаев очень сильно отклоняться от закона (3). Наиболее ярким примером в данном отношении являются звезды классов В — F, где совместное действие обоих указанных факторов ведет к появлению при пределе серии Бальмера весьма заметного *скачка* в интенсивности излучения. У звезд класса А0 эта интенсивность претерпевает скачок примерно в три раза.

Таким образом, наоборот, *при данном* законе изменения k_{ν} с частотой, отклонения звездного излучения от закона (3) могут быть использованы для соответствующих суждений относительно изменения температуры с глубиной в звездной фотосфере. Этим путем мы и пойдем при истолковании непрерывного спектра новых звезд.

Существующие наблюдательные данные о спектрах новых звезд вблизи максимума (как до, так и после него) говорят о том, что это в основном спектры классов F или A. Так, например, *главный спектр* новых звезд, по которому мы и можем судить о температуре Новой [2], является сразу же после максимума блеска почти полной копией спектра сверхгиганта класса A или F (см. [3]). В связи с этим мы могли бы ожидать и в спектрах новых звезд вблизи максимума блеска весьма заметного скачка при пределе серии Бальмера. Однако этого не наблюдается. Все имеющиеся наблюдательные материалы по этому вопросу были обсуждены автором в одной из его предыдущих работ [4], на которую мы и сошлемся. В дополнение к указанным материалам можно сослаться на работу Уайза [5], где на снимке VII воспроизведены одновременно спектр NAq1 1918, 12 июня, т. е. сразу же после максимума блеска, и спектр сверхгиганта α Cyg. Рассмотрение этих снимков приводит к тем же самым выводам.

Чтобы сделать положение более ясным, остановимся кратко на двух звездах: NAq1 1918 и NLac 1936 . Для обеих из них отсутствие скачка при пределе серии Бальмера было зарегистрировано сразу же после максимума (см. [4]). В те же моменты спектр первой, согласно [3], был с F5, спектр второй — gF0. В то же время, согласно работе Барбье и Шалонжа [6], величина бальмеровского скачка в спектрах сверхгигантов указанных подклассов весьма велика, мало отличаясь от максимального значения скачка для звезд классов F — A вообще (этот скачок для обычных звезд максимален вблизи класса A0). Подобным же образом дело обстоит и в отношении других новых звезд.

Обратимся теперь к возможному истолкованию этих результатов. Первый вопрос, который здесь возникает, это вопрос о том, не являются ли фотосферы новых звезд намного беднее водородом, чем фотосферы обычных звезд, и в том числе сверхгигантов. Если бы это было так, то отсутствие бальмеровского скачка в спектрах новых звезд было бы понятным. Однако это далеко не так. Действительно, все существующие данные говорят о том, что водорода в фотосферах новых звезд практически столько же (процентное содержание), сколько и в фотосферах обычных звезд. Более подробно этот вопрос обсужден в предыдущей работе автора [7]; мы приведем здесь лишь следующие дополнительные данные: 1) материалы Бера [8] указывают, что в спектре NLac 1936 перед максимумом блеска скачок за пределом серии Бальмера, хотя и в ослабленном виде, все же существовал. Он исчез сразу же после момента максимума; 2) Мак Лафлин [9] отмечает, что перед максимумом блеска в спектре NHer 1934 за пределом серии Бальмера отсутствовал ряд металлических линий, что вероятнее всего может быть объяснено, как он считает, с точки зрения обычного поглощения водородом в указанных частотах. Это полностью согласуется с тем фактом, что линии поглощения бальмеровской серии в предмаксимальном спектре NHer 1934 были очень сильны (там же); 3) в спектре NLac 1936 через две недели после максимума появился [10] *весьма заметный* скачок за пределом бальмеровской серии, но при этом *обратного* знака, т. е. скачок рекомбинационного характера. Это было, несомненно, связано с повышением температуры звезды и с последующими явлениями флюоресценции. Однако независимо от детального механизма такой флюоресценции ясно, что само наличие указанного скачка было связано с большим содержанием водорода во внешних слоях Новой. Вообще все спектроскопические данные свидетельствуют о том, что процентное содержание водорода в фотосфере новых звезд не может быть существенно ниже, чем содержание водорода в фотосферах обычных стационарных звезд. Это же означает, что в фотосферах новых звезд после максимума блеска поглощение излучения водородом должно быть практически таким же (в смысле хода k_ν с частотой), как и в фотосферах стационарных звезд соответствующих подклассов. Следовательно, если бы температурный градиент в фотосферах стационарных и новых звезд был бы тем же самым, то в непрерывном спектре последних мы неиз-

бежно должны были бы ожидать скачка при пределе серии Бальмера. Таким образом, наиболее вероятным объяснением отсутствия указанного скачка является предположение, что в фотосферах новых звезд после максимума блеска температурный градиент *существенно меньше*, чем температурный градиент (лучевой) в фотосферах стационарных звезд. Иначе говоря, следует считать, что фотосферические слои новых звезд находятся в относительно изотермическом состоянии. Других возможных причин, которые могли бы приводить к исчезновению бальмеровского скачка, автор в настоящее время не видит. В частности, следует полностью отвергнуть предположение о том, что сразу же после максимума блеска (при появлении полос излучения) возникает рекомбинационный скачок, который «компенсирует» обычный скачок. Действительно, такая точная «компенсация» во всех случаях в высшей степени мало вероятна. Кроме того, имеется и ряд других фактов против такой гипотезы. В связи со сказанным мы будем считать, что действительно фотосферы новых звезд после максимума блеска находятся в относительно изотермическом состоянии. Объяснением этой изотермии мы сейчас и займемся.

Имеются все данные в пользу того взгляда, что указанная изотермия фотосферических слоев новых звезд после максимума блеска есть непосредственный результат наличия в этих слоях исключительно мощных течений со *сверхзвуковыми скоростями* *. Действительно, если какой-либо газовый сгусток движется с такой скоростью через фотосферу звезды, то на своем пути он не успеет заметно расшириться, а тем самым и охладиться. Поэтому, если вся фотосфера звезды состоит из скоплений такого рода сгустков, движущихся в самых различных направлениях и, возможно, с различными, но не сильно различающимися температурами, то в целом ее можно будет рассматривать изотермической. В такой фотосфере примерно постоянной будет и плотность материи ρ . О том, что фотосферы новых звезд после максимума блеска действительно находятся в описанном состоянии мощных турбулентных течений с весьма большими сверхзвуковыми скоростями, говорит ряд наблюдательных фактов, которые уже обсуждены автором в его предыдущих работах ([2], стр. 162—163, а также [11]). Это в основном образование диффузно-искрового и орионова спектров новых звезд, быстрые колебания в мелкой структуре полос излучения после максимума и др. Все указанные явления свидетельствуют о наличии в фотосферах новых звезд течений со скоростями в несколько сотен, а иногда и тысяч км/сек. — оценка, которая следует из спектроскопических данных, относящихся, скажем, к диффузно-искровому и орионову спектрам, и т. д.

Об огромном диапазоне скоростей в сжимающихся после максимума фотосфере и обрабатываемом слое новых звезд говорит отсутствие линий поглощения, которые должны были бы образовываться этими слоями. Так как последние после максимума блеска сокращаются (т. е. их

* Учитывая малую плотность материи и большие размеры фотосферы новых звезд, следует считать, что эти течения будут иметь турбулентный характер.

эффективный радиус уменьшается), мы должны были бы наблюдать слабо смещенную в красную сторону систему линий поглощения. Таковой же, как правило, не наблюдается. Особенно очевидным это было в случае NHer 1934. А именно между 22.XII 1934 и 25.XII, когда в спектре звезды еще не было полос излучения, единственной системой линий поглощения был *главный* спектр.

Вообще вся совокупность наблюдательных фактов, относящихся к спектрам новых звезд после максимума блеска, говорит о том, что их оболочки* в этот период находятся в крайне неустойчивом состоянии, исключаящем, в частности, применение формулы гидростатического равновесия

$$dp + dp' = -g\rho dh. \quad (4)$$

Их строение определяется *хаотическими* движениями газовых масс как в направлении от звезды, так и в противоположном направлении. В последнем случае большие (также сверхзвуковые) скорости могут создаваться как силами электромагнитного происхождения (подобно протуберанцам, см. [12]), так и тяготением, которое в случае возможного наличия больших масс у Новых (см. [12]) будет весьма существенным фактором, могущим приводить за короткое время к созданию у сгустков достаточно больших скоростей. Все это и будет вести к указанному выше выравниванию температуры.

Далее, в соответствии с изложенными соображениями, можно предполагать, что перед максимумом указанные динамические факторы будут в некоторых случаях играть меньшую роль**. Это объяснило бы тот факт, что в спектре NLac 1936 перед максимумом имелся все же некоторый скачок при пределе серии Бальмера, т. е. в фотосфере этой звезды изотермия отсутствовала.

Если все изложенные соображения о тепловом режиме фотосфер новых звезд после максимума блеска соответствуют действительности, то в некотором отношении физические условия в них больше соответствуют строгому тепловому равновесию [и в отношении применения закона (4)], чем в случае фотосфер стационарных звезд. Это может на первый взгляд показаться несколько парадоксальным, но следует иметь в виду, что основные отклонения в *фотосферах* стационарных звезд от строгого теплового равновесия возникают в основном из-за наличия в них достаточно большого («лучевого») температурного градиента. В связи со сказанным мы можем вообще ожидать, что во всех отношениях распределение энергии в непрерывном спектре новых звезд будет ближе соответствовать планковскому закону (3), чем распределение энергии в непрерывном спектре стационарных звезд. Проверка этого вывода должна проводиться с большой осторожностью, ибо после максимума блеска спектр новых звезд пересечен множеством широких полос излучения, наложение кото-

* Мы здесь не говорим об отделившихся оболочках.

** В этот момент звезда обладает не слишком широкими линиями поглощения и т. д.

рых, особенно в ультрафиолете, может создавать ложные эмиссионные континуумы. Повидимому, именно такого рода континуум «находился» различными авторами в ультрафиолетовом конце спектра NHer 1934 (обсуждение этого вопроса см. [4], стр. 192).

Одновременно с наблюдательной стороной вопроса следует обсудить рассмотренные выше соображения с теоретической точки зрения.

Литература

1. Э. Р. Мустель. Новейшие успехи физики звездных атмосфер. Дополнение к русскому переводу книги Унзоляда «Физика звездных атмосфер». ИЛ, 1949.
 2. Э. Р. Мустель. Астр. журн. 25, 156, 1948.
 3. D. McLaughlin, Pub. Obs. Mich. 8, № 12, 1943.
 4. Э. Р. Мустель. Астр. журн. 22, 185, 1945.
 5. A. Wyse. Pub. Lick Obs. 14, 93, 1939.
 6. D. Barbier et D. Chalonge. Ann. d'Astrophys. 2, 1, 1939.
 7. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской Астрофиз. Обсерв. 6, 144, 1950.
 8. A. Behr. Zs. f. Ap. 13, 108, 1937.
 9. D. McLaughlin. Mich. Pub, 6, 119, 1937.
 10. D. Popper. Ap. J. 92, 262, 1940.
 11. Э. Р. Мустель. Астр. журн. 26, 15, 1949.
 12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 4, 184, 1949.
-

РАДИАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ 73 ЗВЕЗД

Г. А. Шайн

В статье даны радиальные скорости 73 звезд класса А — F, слабее $6^m.5$., полученные в Симеизе при дисперсии $36 \text{ \AA/мм}$ около H_γ . В списке 7 новых спектрально-двойных и 4 подозреваемых в переменной скорости.

В 1938—1940 гг. в Симеизе на 40-дюймовом рефлекторе был получен ряд наблюдений радиальных скоростей звезд слабее 6.50 класса А — F при помощи однопризмowego спектрографа при дисперсии $36 \text{ \AA/мм}$ около H_γ . Эти наблюдения были прерваны войной и эвакуацией. Для значительного числа звезд было получено 1—2 спектрограммы, и мы рассчитывали продолжать этот ряд после войны. К сожалению, 40-дюймовый рефлектор и спектрограф были разрушены во время войны, и продолжение наблюдений пришлось отложить на неопределенное время. Поэтому мы решили опубликовать ограниченный список 73 звезд, для большинства которых было получено по три спектрограммы и только для четырех звезд — по две.

По существу этот ряд является продолжением наблюдений радиальных скоростей первого списка из 303 звезд между 5.70 и 6.50, полученных при той же дисперсии в 1929—1932 гг. [1]. Спустя несколько лет после опубликования в печати этого списка обсерватории Маунт Вилсон, Дэвид Данлап, Виктория опубликовали значительные ряды радиальных скоростей, содержащих некоторое число звезд, общих с нашим первым списком. Сравнение радиальных скоростей для этих звезд позволяет получить объективные данные о точности наших наблюдений, об их случайной и систематической ошибке.

В первой работе был исследован вопрос о случайной и систематической ошибке, но это было основано на 40 ярких звездах и не могло дать совершенно верного представления о действительной ошибке для более слабых программных звезд. Поэтому небезынтересно здесь сравнить радиальные скорости именно для этих звезд, тем более что в известной степени это может характеризовать и точность представленного в этой статье нового ряда наблюдений, полученных с тем же инструментом и

при той же дисперсии. При выводе случайной и систематической ошибки для звезд первого списка мы ограничились здесь наблюдениями только одного из двух наблюдателей — нашими собственными в количестве 185. Это было сделано на том основании, что у В. А. Альбицкого относительно больше число звезд более поздних классов, а у нас относительно больше число звезд более ранних классов. Второй же наш список содержит только звезды класса А — F, и это ближе к классам, которые мы наблюдали в первом списке. Кроме того, между наблюдателями вообще могут быть различия.

Число общих звезд с различными каталогами у нас не велико, и поэтому мы были вынуждены не разбивать звезды на отдельные спектральные классы. Ниже в табл. 1 мы даем сводку такого рода сравнения для нашего первого списка звезд.

Таблица 1

	Систематическая ошибка	Среднее отклонение для одной звезды	Вероятная ошибка для одной звезды	Число звезд
км/сек				
I. Симеиз — Маунт Вилсон [2111] [2]	+0.36	±2.63	±1.66	17
II. Симеиз — Маунт Вилсон [600] [3]	—1.81	±3.20	±2.05	20
III. Симеиз — ДДО [4]	—0.60	±2.82	±1.82	11
IV. Симеиз — Виктория [5] (большинство класса А)	+1.11	±3.71	±2.17	27

Вероятная ошибка скорости для одной звезды (графа 4) вычислена на основании формулы

$$r_0 = \pm \frac{0.67}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{n-1}}, \quad (1)$$

где Δ — разность радиальных скоростей для общих звезд, полученных в Симеизе и в другой обсерватории (при этом принимается, что точность определения скорости в обеих обсерваториях одинакова). Необходимо сделать следующие замечания. Очень значительный процент сравниваемых здесь звезд относится к классу В8 — F2. Отброшены были звезды с переменной или подозреваемой переменной скоростью. Кроме того, были отброшены следующие отдельные скорости, для которых отклонение Δ слишком значительно (возможно, по причине переменности скорости): список I — из 18 общих звезд отброшена одна (H. D. 218060, F0n, $\Delta = -10.9$); список II — из 23 отброшены 3 (H. D. 94480, F0n, $\Delta = +10.8$; H. D. 130948, Gop, $\Delta = +10.1$; H. D. 184985, F8, $\Delta = -10.6$); список III — из 12 звезд отброшена 1 (H. D. 4335, B8, $\Delta = -11.1$); список IV — из 30 отброшены 3 (H. D. 29459, A3n, $\Delta = -12.9$; H. D. 119035, G5, $\Delta = +9.7$; H. D. 142357, F2s, $\Delta = +12.2$). Для последних двух звезд имеется

Таблица 2

H. D.	α_{1900}	δ_{1900}	m (виз.)	Класс	Ско- рость, км/сек	р. е.	n	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9
434	$0^h 3^m 8$	$+27^\circ 41'$	6.52	A2s	+ 1.8	± 6.5	3	Возможно переменная скорость
2866	0 26.9	+34 26	6.58	A3ns	+ 4.7	3.1	4	
4935	0 46.3	+12 14	6.76	F0s	— 7.1	4.0	3	A702A
6133	0 57.4	+25 47	6.87	F2ns	+ 7.9	2.4	3	
6886	1 4.3	+23 16	6.65	F0ns	—22.1	1.6	3	A955(AB)
12354	1 56.0	+22 54	6.55	F0ns	—19.1	2.4	3	
12884	2 1.1	+28 48	6.53	A2n	— 6.1	1.6	3	
13018	2 2.3	+17 33	6.51	A3ns			5	Переменная скорость
15869	2 28.0	+18 28	6.77	A5ns	+15.9	0.8	2	
16070	2 29.8	+34 17	6.76	A5ns	+ 5.6	4.6	3	
17572	2 44.1	+30 6	6.74	F0s	— 7.8	2.2	3	
22124	3 28.8	+31 41	6.62	F0s			3	A2622A. Переменная скорость
22317	3 30.5	+28 54	6.63	A5s	+18.4	1.3	2	+20.0 ДДО 1, № 3
25657	3 59.2	+33 59	6.61	F2sn	+27.9	1.6	3	
28879	4 27.9	+16 7	6.51	F0nn	+23.4	4.6	2	
107053	12 13.5	+33 18	6.68	A5nn	—10.0	3.9	5	Возможно переменная скорость
110628	12 38.4	+26 40	6.71	F0n	—12.9	1.5	4	
113867	13 1.5	+22 48	6.64	F0sn	— 5.6	0.4	2	
114520	13 6.0	+21 46	6.72	F2s	— 6.1	3.2	4	
121648	13 51.6	+26 25	6.69	F0	—27.9	1.2	34	Переменная скорость (два компонента) [6]
122768	13 58.7	+22 59	6.79	F0ns	+ 4.9	3.3	3	
124797	14 10.5	+24 9	6.72	F0n	+ 5.1	4.0	4	
129537	14 38.0	+15 8	6.61	F2n	—17.1	2.0	3	
131495	14 48.8	+33 6	6.87	F2s			4	Переменная скорость
131764	14 50.4	+30 28	6.84	F2n	—33.5	0.9	5	—35.0 ДДО 1, № 3
138100	15 24.8	+39 5	6.60	F0s	—18.4	1.9	3	
138936	15 30.1	+ 2 0	6.58	A3s	—21.4	2.3	3	—19.5 ДДО 1, № 16
141040	15 41.8	+15 50	6.78	A3n	—47.6	3.4	4	
145228	16 4.7	+12 1	6.93	F2ns	—55.0	2.6	3	
146010	16 8.9	+21 49	6.58	A2ns	—22.5	1.3	5	
148554	16 23.8	+26 12	6.68	A3n			4	A10070(AB). Перемен- ная скорость
149059	16 27.2	+ 9 38	6.67	F2n	—28.7	2.1	6	
149305	16 28.8	+10 35	6.70	A3n	+ 3.9	4.0	3	
15070	16 40.0	+23 42	6.76	F2ns	—39.4	2.6	3	A10184(AB)
152342	16 47.7	+25 34	6.90	F2s	—30.1	1.6	6	
155092	17 4.4	+28 23	6.99	F2	+ 3.2	2.5	3	+3.0 ДДО 1, № 3
155714	17 8.2	+ 7 51	6.83	F0s	—43.2	1.4	3	A10398A
156539	17 13.0	+ 3 15	6.78	F2sn	+ 2.4	2.5	3	
157935	17 21.2	+16 29	6.69	F2s	—54.5	1.2	6	—49.3 ДДО 1, № 3
159223	17 28.4	+26 31	6.85	A5n	—29.9	2.2	3	
159733	17 31.2	+34 48	6.82	F0nn	—19.7	3.8	3	Очень плохая сходи- мость
161019	17 38.1	+27 40	6.52	A3	—18.4	8.2	3	Возможно переменная скорость
161130	17 38.7	+29 28	6.55	A5n	—34.9	2.3	3	
161322	17 39.8	+13 51	6.78	A3sn	—48.2	3.3	4	Может быть перемен- ная скорость
162485	17 46.2	+25 19	6.57	A2n	—35.2	0.3	3	A10827A
165008	17 58.8	+30 33	6.76	F2s	—40.4	2.3	3	—36.4 ДДО 1, № 3
169490	18 19.8	+20 23	6.63	F0n	—44.1	2.0	4	
170542	18 24.9	+13 47	6.89	F2s	— 3.0	2.3	3	
170598	18 25.2	+10 25	6.79	F0n	—35.2	2.2	3	
173609	18 41.1	+15 37	6.60	A2n	—20.9	2.6	3	

Таблица 2 (продолжение)

H. D.	α_{1900}	δ_{1900}	m (виз.)	Класс	Ско- рость, км/сек	р. е.	n	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9
176466	18 ^h 55 ^m 3	+32° 59'	6.85	A2n	-36.8	+3.7	3	-40.5 ДДО 1, № 13
180889	19 13.2	+21 38	6.72	A3n	-20.1	2.0	3	
183752	19 25.9	+36 5	6.62	F0			3	Переменная скорость.
183986	19 27.1	+36 1	6.04	A0s	+ 1.3	2.7	3	A12545A
184151	19 28.0	+25 23	6.90	F2s	+11.1	3.5	3	
184381	19 29.1	+31 2	6.74	F2s	-30.4	1.3	3	
186998	19 42.5	+24 53	6.60	F0n	+ 9.2	2.7	3	+15.1 ДДО 1, № 16
187730	19 46.4	+19 58	6.66	A2	-26.1	2.3	3	
193857	20 17.4	+30 16	6.76	A2			3	Переменная скорость.
195690	20 27.7	+34 0	6.51	F2s	+14.2	1.6	3	
199941	20 55.2	+16 26	6.53	F2s	+ 5.1	1.5	3	+1.7 ДДО 1, № 16
202126	21 8.8	+35 23	6.68	A2n	- 6.0	2.6	3	
202351	21 10.1	+16 4	6.74	F0n	-18.1	2.7	3	-21.4 ДДО 1, № 3
203015	21 14.5	+17 24	6.63	F2s	+ 2.2	1.4	3	+4.8 ДДО 1, № 13
203924	21 20.1	+30 29	6.72	A2s	-11.7	2.1	3	
207859	21 47.0	+18 51	6.85	F2s	+15.5	3.3	3	
216285	22 46.6	+25 51	6.71	A3	- 4.5	1.4	3	
217649	22 57.1	+34 4	6.71	F0	- 0.8	0.8	4	
218043	22 59.8	+30 45	6.78	F2s	-10.8	1.5	3	-5.5 ДДО 1, № 3
220242	23 17.1	+26 5	6.64	F2s	+ 8.8	0.7	3	+9.0 ДДО 1, № 16
220254	23 17.2	+28 9	6.62	F2s	-27.0	1.7	3	
221011	23 23.4	+19 21	6.66	F0	-15.2	2.5	3	
222962	23 40.3	+ 9 37	6.54	A3	+ 9.0	2.1	3	

хорошее согласие между Симеизом и Маунт Вилсон и Симеизом и ДДО). Данные табл. 1 свидетельствуют, что для первого нашего списка радиальных скоростей мы имеем удовлетворительную точность, в особенности если учесть очень значительный процент звезд класса B8 — F2.

Для сравнения мы даем ниже, базирываясь на новом большом каталоге 2111 Маунт Вилсон, среднее отклонение для различных обсерваторий относительно Маунт Вилсон. Мы рассмотрели только часы от 0^h до 20^h и ограничились звездами 5^m.5—6^m.5, приблизительно такой же яркости, как и в нашем первом списке. В результате мы имеем: Маунт Вилсон — Виктория $\Delta = \pm 3.04$, Маунт Вилсон — Мур $\Delta = \pm 3.08$, Маунт Вилсон — ДДО $\Delta = \pm 2.53$. Как и выше, мы отбросили здесь небольшое число звезд с большими отклонениями. Как видно, среднее значение для отклонения для одной звезды примерно такое же, как и у нас в табл. 1.

Изложенное выше позволяет надеяться, что и в представленном в этой статье новом списке 73 звезд определения радиальных скоростей сделаны с удовлетворительной точностью, несмотря на то, что в этом списке в среднем мы имеем три спектрограммы для одной звезды — на одну меньше, чем в первом списке. Однако мы не можем рассчитывать, что в отношении систематической ошибки все осталось неизменным при различии эпохи наблюдений в 8—10 лет. В продолжении 1938—1940 гг. мы снимали девять более ярких опорных звезд, и это отчасти могло контролировать систематическую ошибку. С другой стороны, подготавливая

Таблица 3

Н. Д.	J. D.	Радиальная скорость, км/сек.	Н. Д.	J. D.	Радиальная скорость, км/сек.
434	2429 897.469 918.370 2430 259.428	+13.1 -14.3 + 6.5	121648	2429 794.365 798.367 799.387 801.365 802.383 804.374 805.390 807.376 808.392 810.379 811.367	-130 + 54 - 84 + 24 -110 + 68 + 54 -116 + 30 - 90 -120 + 62 -26 + 34 - 86 - 80 + 28 -26 + 52 -120
13018	2429 897.556 903.457 912.498 2430 252.458 259.490	-83 +60 -64 -68 +59	131495	2429 063.365 065.306 069.329 2430 160.360	+ 8 + 7 - 1 +31
22124	2429 217.415 275.317 883.585	-33 +46 -54	148554	2429 079.348 083.340 089.322 2430 160.417	-59 -80 -14 +25
107053	2429 741.348 775.297 777.292 778.286 2430 130.293	-17 - 7 -16 +17 -14	161019	2429 109.350 478.364 427.420	-10 - 6 -39
121648	2429 047.426 057.407 061.374 063.395 069.367 073.366 396.499 423.382 427.383 429.379 431.400 433.381 442.378 740.486 775.449 777.442 790.400 792.383	+ 49 - 93 + 47 -107 -38 + 41 -108 - 64 + 22 + 39 -112 - 83 + 34 -28 -110 + 63 + 54 -120 - 77 + 34 -33 - 96 + 58 -29 -33 + 38 - 84 -35 + 27 - 93	161322	2429 431.438 433.406 436.407 469.349	-48 -45 -47 -61
			183752	2429 093.426 095.443 107.429	-50 -49 -26
			193857	2429 524.353 820.517 883.349	-42 -12 -19

теперь к печати этот новый список, мы нашли 13 общих звезд с ДДО [4]. Предварительно полученные для этих звезд радиальные скорости показали систематическую разность -1.9 км/сек. По отношению к ДДО эта разность была несколько большей, а по отношению к ярким опорным звездам — меньше. Окончательно ко всем измеренным скоростям была придана поправка $+1.9$ км/сек. Мы считаем, что точность радиальных скоростей нового списка едва ли гораздо ниже точности скоростей нашего первого списка. Для 13 звезд, общих с ДДО (не исключая ни одной звезды), среднее отклонение для одной звезды равно ± 2.98 км/сек. Согласно формуле (1), это дает вероятную ошибку для одной звезды ± 1.72 км/сек. Для звезд класса А — F такой результат следует считать вполне удовлетворительным.

Результаты измерений представлены в табл. 2 и 3. В пятом столбце

табл. 2 дан спектральный класс Н. D. с добавлением оцененной нами характеристики линий. Вероятная ошибка вычислена по формуле Петерса

$$r_0 = \pm 0.845 \frac{\Sigma \Delta}{n \sqrt{n-1}}. \quad (2)$$

В примечании визуально-двойные звезды отмечены номером нового каталога Айткена. Буквы А, В вслед за номером означают яркий или слабый компонент, (АВ) — неразделенные компоненты. В том же столбце даны скорости ДДО для 13 общих звезд.

Спектрограммы были получены Г. А. Шайн, частично с помощью В. И. Абрамова и П. Ф. Шайн, Измерения были сделаны в основном В. И. Абрамовым и П. Ф. Шайн и в небольшом числе Е. И. Иосько.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Альбицкий и Г. А. Шайн. Труды Пулковской обсерватории XLIII, 1933.
2. R. Wilson a. A. Joy. Ap. J. 111, 221, 1950.
3. W. Christie a. O. Wilson. Ap. J. 88, 34, 1938 (с добавлением 4 звезд из Ap. J. 57, 149, 1923).
4. Publ. of the David Dunlap Observ. Toronto, I, No 3, 1939; No 13, 1942; No 16, 1945.
5. W. Harper. Publ. Astroph. Observ. Victoria VII, No 1, 1937; VI, № 10, 1934 (также небольшое число скоростей, сделавшихся нам известными из примечаний в Ap. J. 111, 221, 1950).
6. Г. А. Шайн. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 5, 105, 1950.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЛИНИЙ Ca и Ca⁺ в ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКЕ

И. И. Назарова

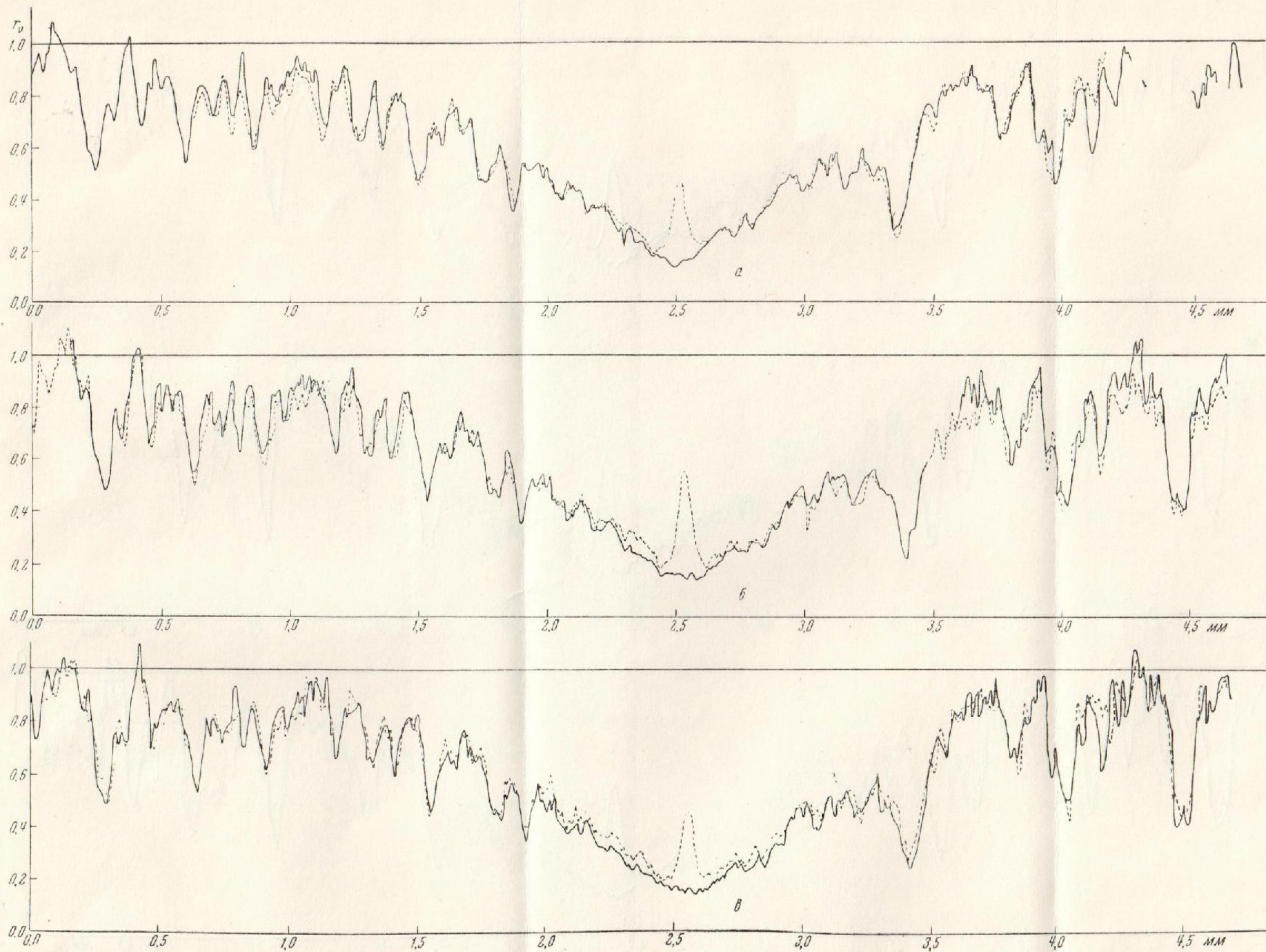
Настоящая работа посвящена детальному изучению контуров линий Ca⁺ H и K и Ca 4227 Å в спектре хромосферной вспышки, полученной 3 IX 1949 г. на Крымской Астрофизической обсерватории на спектрогелиоскопе со спектрографом [1].

§ 1. ОПИСАНИЕ МАТЕРИАЛА; СПОСОБ ОБРАБОТКИ

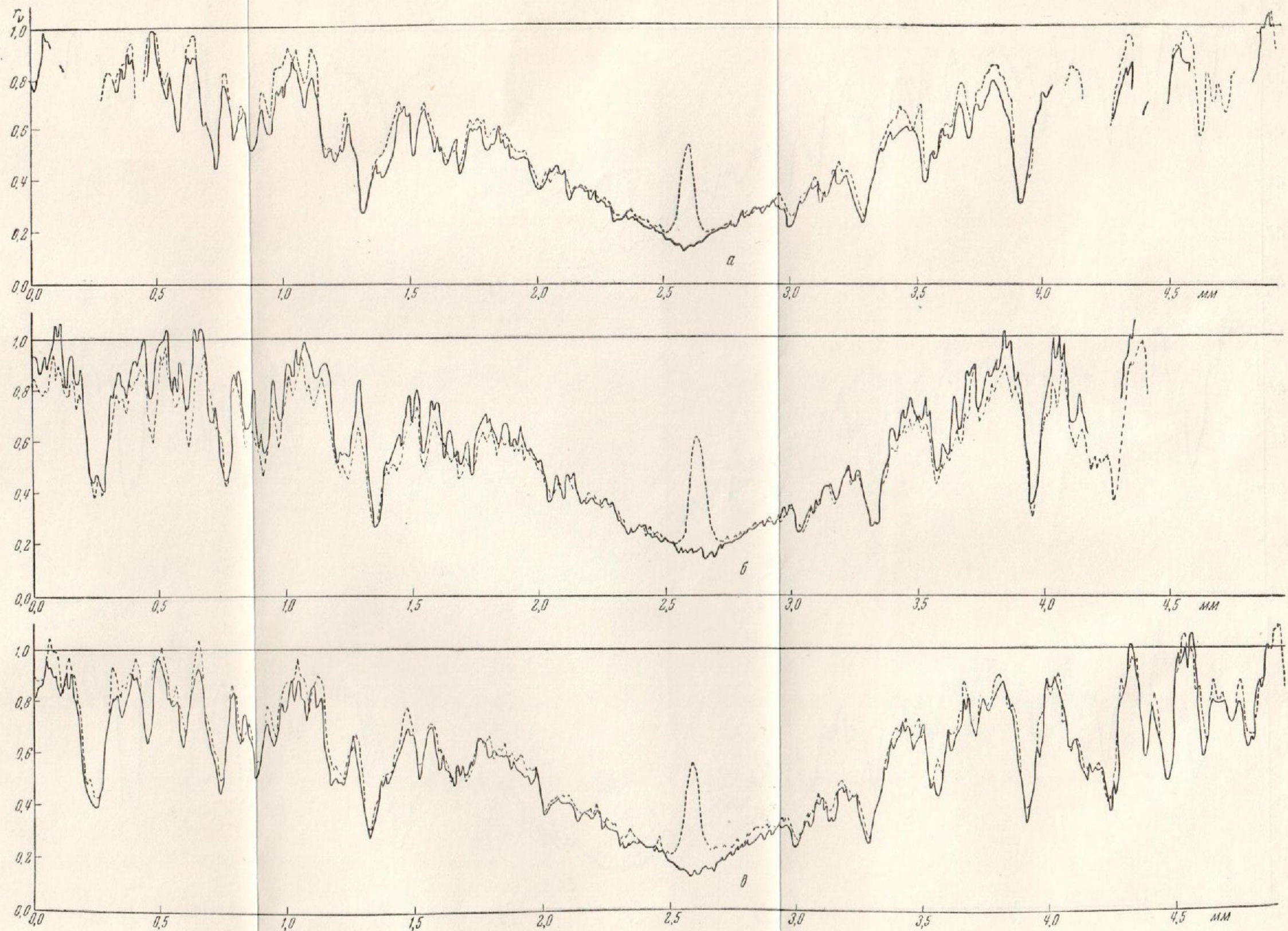
Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным было получено 3 спектра хромосферной вспышки в области 3900—4500 Å:

- 1) вспышка в момент увеличения ее яркости (пластинка № 473 3 IX 1949, 15^h 20^m);
- 2) вспышка в момент около максимума яркости (пластинка № 474 3 IX 1944, 15^h 23^m);
- 3) вспышка в момент спадания яркости (пластинка № 475 3 IX 1949, 15^h 26^m) и калибровочная шкалка к этим спектрограммам.

Спектрограммы и калибровочная шкалка были измерены на фотоэлектрическом микрофотометре МФ-2. При обработке спектрограмм на приборе щель устанавливалась шириной 0.06 мм, высотой 12 мм. При увеличении в 21 раз фактическая ширина щели на самой спектрограмме получилась 0.003 мм (т. е. 0.24 Å при дисперсии 8 Å на 1 мм), а ее высота 0.6 мм. Измерение вдоль спектра проводилось через каждые 0.01 мм (0.08 Å). Было обработано три линии: H и K (Ca⁺) и 4227 Å (Ca). На спектрограммах для линий H, K было сделано по три разреза: два в спектре невозмущенной фотосферы, выше и ниже вспышки, и один в спектре вспышки. Для линии 4227 Å было сделано по пяти разрезов на каждой пластинке: четыре вдоль спектра невозмущенной фотосферы около вспышки и один вдоль спектра вспышки. Два разреза в спектре невозмущенной фотосферы в линиях H и K и четыре в линиях 4227 Å позволили изучить степень изменения контура линии с высотой щели и ошибку полученных результатов. Такое изменение могло быть вызвано клиновидностью щели, несовершенством оптики и другими недостатками прибора и обработки.



Фиг. 1. Сравнение микрофотограмм линии H в невозмущенной фотосфере и в эрупции. Пунктирная линия — микрофотограмма линии H в эрупции



Фиг. 2. Сравнение микрофотограмм линии К в невозмущенной фотосфере и в эрупции (пунктирная линия)

Для перевода почернений в интенсивности было построено три характеристические кривые для участков спектра вблизи линий Н, К и 4227 Å. Затем были найдены контуры всех линий (без учета инструментального контура) и эквивалентные ширины обращений в линиях Н и К.

§ 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ И ОБСУЖДЕНИЕ

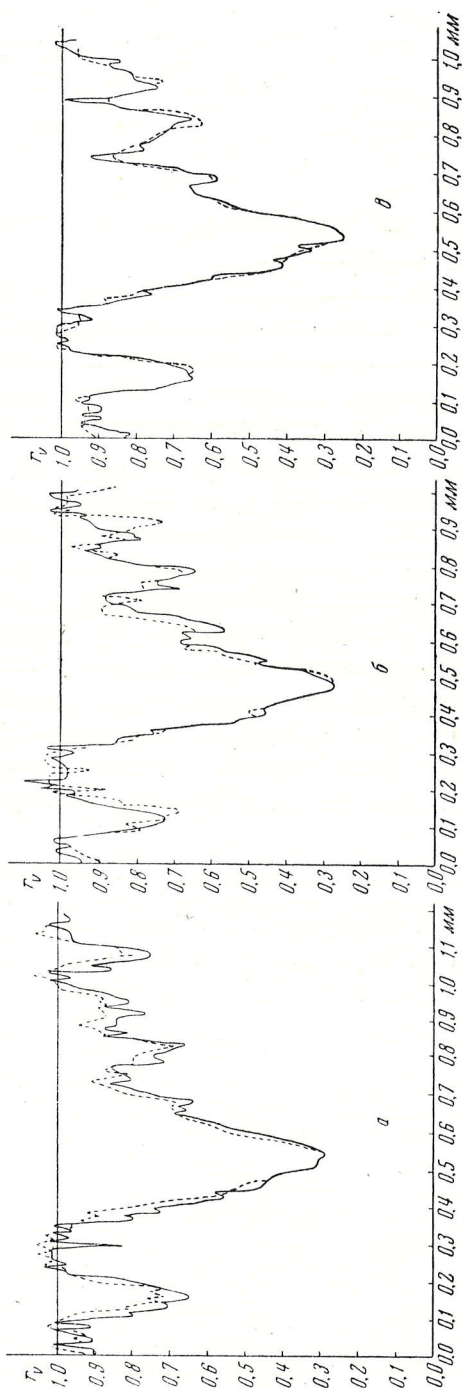
1) Разрезы вдоль спектра фотосферы вблизи вспышки совпадают между собой на всех пластинках в пределах 2—3%; на одной и той же пластинке совпадение еще лучше.

2) Спектрофотометрия пластинки № 473 показала отсутствие общего подъема контура Н и К линий в спектре вспышки (фиг. 1, а и 2, а); на пластинке № 474 в линии Н подъем уже заметен (фиг. 2), а в линии К практически отсутствует (фиг. 2, б); на пластинке № 475 имеется подъем в крыльях линии Н (фиг. 1, в) и в крыльях линии К (фиг. 2, в).

3. Остаточные интенсивности в линиях Н, К, 4227 и эквивалентные ширины обращений на разных пластинках показаны в следующей таблице (стр. 132).

Из таблицы видно, что в линии 4227 остаточная интенсивность не меняется с развитием вспышки и не отличается от центральной остаточной интенсивности в линиях невозмущенной фотосферы.

Хромосферные вспышки — образования статические, так как обращения в линиях не сдвигаются заметно со временем (центр обращения совпадает с нормальной длиной волны). Инструментальный контур в



Фиг. 3. Сравнение микрофотограмм линии 4227 Å в невозмущенной фотосфере и в эрупции (пунктирная линия)

Линии	Остаточная интенсивность в невозмущенной фотосфере в %			Остаточная интенсивность в линии вспышки в %			Эквивалентная ширина обращения в Å		
	Номера пластинок								
	473	474	475	473	474	475	473	474	475
3968	16	15	15	47	56	46	0.17	0.22	0.14
3934	15	16	15	54	67	57	0.17	0.26	0.19
4227 A	28	28	25	28	28	25	—	—	—

работе не учитывался, но он не вносит асимметрии или сдвига в контуры линий [2].

Э. Р. Мустель и А. Б. Северный в работе о хромосферных вспышках [2] изложили теоретические соображения о механизме вспышки. Подъем в крыльях линий Н и К со временем может быть обусловлен ионизацией в обрабатываемом слое излучением, идущим от вспышки. Ионы Ca^+ могут ионизоваться радиацией линий лаймановской серии или лаймановского континуума. Повидимому, последний механизм ионизации наиболее вероятен. В противном случае, имея мощное излучение в линии L_β (1026 Å), способной ионизовать Ca^+ (для границы континуума $\text{Ca}^+ \lambda = 1044 \text{ Å}$), мы имели бы еще более мощное излучение в линии L_α (1216 Å), которое способно ионизовать Са (граница ионизации его около 2000 Å). Линия 4227 Å (Са) показала бы увеличение остаточной интенсивности и меньший подъем крыльев, чем у линий Н и К, чего не наблюдается.

Радиация же лаймановского континуума в условиях солнечного обрабатываемого слоя способна ионизовать Ca^+ более активно, чем Са.

Пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность профессору Э. Р. Мустелю за руководство моей работой.

Литература

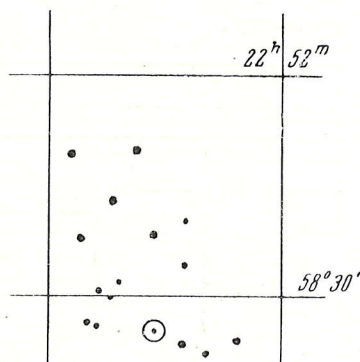
1. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. IV, 191, 1949.
2. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. V, 3, 1950.

НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА ТИПА Т TAURI,
ОБНАРУЖЕННАЯ ПО СПЕКТРУ

Э. С. Бродская

При определении спектров звезд по негативам, полученным на 16" астрографе с 16" объективной призмой в Симеизе, был обнаружен спектр типа G5,* имеющий интенсивные эмиссионные линии H и K Ca II и еле заметную эмиссионную H γ . Подозревая, что эта звезда может быть переменной типа T Tauri, мы оценили ее блеск по имеющимся на обсерватории четырем негативам области этой звезды: от 31 января 1941 г., 20 сентября 1950 г., 22 сентября 1950 г. и 31 октября 1950 г., полученным на двойном 5" астрографе. Эти оценки показали, что звезда действительно изменяет блеск. 31 января 1941 г. она была слабее приблизительно на одну звездную величину, чем 31 октября 1950 г., но 20 и 22 сентября изменения относительно 31 октября менее значительны.

Приводим координаты этой звезды на 1950 г.: $\alpha = 22^h 54^m.2$; $\delta = +58^\circ 25'$ и карту этой области. Видимая яркость ее 31 октября приблизительно была 12^m.5.



Фиг. 1

* Впервые эмиссионный характер спектра этой звезды был отмечен Минковским (Ар. J. 110, 435, 1949).

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В СИМЕИЗЕ
в 1950 г.

И. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен-Кодак 103 а — О; σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе. Для некоторых малых планет не даны разности О — С из-за отсутствия эфемерид.

Дата 1950 г.	У. Т.	Планета	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	m	О — С
Январь 24	22 ^h 29 ^m 6	42 Isis	7 ^h 54 ^m 1	+28° 6'	11.4	+ 4 ^m 8—3'
		1133 Lugduna	8 11.0	+28 52	13.6	— 5.6+34
		1121 Natacha	8 13.7	+28 56	13.7	— 7.7+29
		1332 Marconia	8 16.7	+23 9	13.6	— 4.7+12
		1276 Uccia	8 17.1	+24 42	13.7	+ 7.8+29
		σ 93	8 19.5	+23 37	13.8	
		384 Burdigala	8 21.7	+29 5	10.5	— 1.4+ 4
		92 Undina	8 24.0	+24 27	11.3	+ 0.5+ 2
		975 Perseverantia	8 27.6	+23 14	12.8	— 5.6+19
		σ 94	8 29.7	+26 3	13.6	
		σ 95	8 30.5	+31 4	13.6	
		σ 96	8 30.9	+24 32	13.9	
		σ 97	8 37.5	+30 24	13.6	
		866 Fatma	8 41.1	+25 33	12.8	+ 1.8+ 3
		1249 Rutherfordia	9 58.5	+ 4 15	13.0	— 0.5+ 1
		517 Edith	9 58.6	+ 8 48	12.5	+ 8.1—53
		σ 98	10 1.3	+ 1 35	14.0	
Январь 25	0 38.7	677 Aaltje	10 3.4	+ 1 49	13.4	+ 2.6—19
		σ 99	10 4.5	+ 7 48	14.0	
		80 Sappho	10 7.5	— 1 55	11.5	+ 0.1— 1
		284 Amalia	10 8.0	— 1 14	13.8	— 1.3+ 6
		818 Kapteynia	8 56.8	+37 18	13.2	+ 8.3— 6
Февраль 15	20 0.8	186 Celuta	9 31.9	+32 33	12.3	+ 0.1— 8
		63 Ausonia	10 53.9	+ 5 20	10.0	— 3.0+18
Март 14	21 32.3	282 Clorinde	11 11.8	+11 58	12.0	+ 2.6— 4
		1269 Rollandia	11 23.4	+ 6 16	13.6	+ 0.8— 9
		138 Tolosa	11 31.1	+ 7 59	12.5	— 0.3 0
		355 Gabriella	11 31.5	+ 3 1	12.9	— 7.4+55
		207 Hedda	11 31.6	+ 7 32	11.7	+ 0.1— 2
		932 Hooveira	11 36.8	+ 8 14	11.6	+ 1.8—10
		106 Dione	11 46.0	+ 8 7	12.2	+ 1.5— 8

Дата 1950 г.		У. Т.	Планета	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	m	$\Theta - C$
Март	14	23 48.8	1237 Geneviève σ 100	12 ^h 38 ^m .4 12 38.9	+ 9° 31' +14 43	13.8 14.2	+ 0 ^m .5— 5'
			817 Annika	12 49.5	+10 19	13.9	— 0.5+ 4
			286 Iclea	13 9.7	+ 9 23	13.5	+ 2.0— 2
Март	17	19 16.2	89 Julia	9 43.6	+ 3 6	11.0	
			500 Selinur	9 49.4	+ 2 1	13.2	
			489 Comacina	10 0.0	+ 8 46	12.2	
			310 Margarita	10 0.8	+ 7 7	13.0	
			635 Vundtia	10 10.8	+ 4 32	13.0	
Март	17	21 19.0	σ 101	12 10.6	+13 18	13.6	
			292 Ludovica	12 17.1	+17 31	12.6	+ 0.0+14
			1329 Eliane	12 28.8	+15 0	13.6	+ 0.2+ 3
			432 Pythia	12 37.2	+19 11	11.0	— 4.1+28
Март	17	23 20.8	312 Pierretta	12 32.9	— 2 48	12.2	— 1.3+11
			401 Ottilia	12 41.8	+ 0 23	13.3	+ 0.4— 2
			191 Kolga	12 52.2	+ 2 40	12.4	+ 0.5+12
			65 Cybele	12 54.0	— 2 56	10.6	+ 0.3— 2
			449 Hamburga	13 2.4	— 0 58	11.3	+ 5.5—42
Апрель	21	21 14.5	1146 Biarmia	13 39.3	—13 38	13.5	+25.2—24
			429 Lotis	13 43.4	—13 33	13.2	— 0.3 0
			158 Koronis	13 43.8	—12 16	12.6	+ 1.8—11
			229 Adelinda	13 54.8	—11 46	13.7	+ 0.4— 1
			171 Ophelia	13 55.6	— 7 54	11.7	— 3.8+20
			1031 Arctica	14 0.7	—15 44	12.7	0+ 6
			1171 Rusthawelia	14 1.1	— 7 56	14.0	+ 0.4— 4
			σ 102	14 3.2	— 7 57		
			33 Polyhymnia	14 7.3	—14 7	12.5	+ 2.3—14
			444 Gypsis	14 16.9	— 8 45	11.7	— 0.5+ 6
			182 Elsa	14 20.9	—10 55	11.9	+ 0.1— 2
Апрель	21	23 25.0	451 Patientia	15 1.3	+ 0 38	11.0	+ 1.1— 4
			727 Nipponia	15 17.8	+ 5 18	12.9	— 0.6+ 1
			357 Ninina	15 22.2	+ 3 3	13.2	— 2.2+ 9
			σ 103	15 23.8	+ 4 9	14.0	
			484 Pittsburghia	15 24.5	+ 1 27	13.0	— 2.4+15
Апрель	23	21 58.8	158 Koronis	13 42.1	—12 6	12.6	+ 1.7—10
			229 Adelinda	13 53.4	—11 41	13.7	+ 0.4— 3
			171 Ophelia	13 54.0	— 7 47	11.7	— 3.8+20
			611 Valeria	13 58.0	— 4 42	12.5	+ 4.6— 6
			1171 Rusthawelia	13 59.6	— 7 48	14.0	+ 0.4— 4
			σ 102	14 1.9	— 7 7		
			33 Polyhymnia	14 5.4	—13 59	12.5	+ 2.1—14
			444 Gypsis	14 15.3	— 8 32	11.7	— 0.5+ 5
			182 Elsa	14 19.0	—10 46	11.9	+ 0.1— 2
Апрель	24	0 15.7	1166 Sakuntala	15 29.7	+11 19	13.5	— 1.3—10
			354 Eleonora	15 39.3	+ 9 31	9.0	+ 0.6 0
Май	9	20 43.0	171 Ophelia	13 42.7	— 6 54	11.6	— 3.8+20
			611 Valeria	13 47.3	— 2 60	12.5	+ 4.6— 6
			444 Gypsis	14 2.9	— 6 47	11.8	— 0.7+ 4
			182 Elsa	14 4.4	— 9 36	11.9	0 — 2
Май	9	22 49.8	107 Camilla	16 18.0	— 8 46	11.4	+ 0.2+ 2
			820 Adriana	16 19.7	—13 51	13.8	— 6.2+22
			289 Nenetta	16 26.4	—13 21	13.7	— 1.2+ 2
Июнь	9	22 12.3	σ 105	17 21.0	— 9 43	13.8	
			1341 Edmée	17 24.3	—12 55	13.2	— 2.5+ 7
			1017 Jacqueline	17 32.6	—15 10	13.4	+ 0.6+10
			269 Justitia	17 39.3	—13 5	11.3	+ 3.2— 3
			442 Eichsfeldia	17 40.0	—14 30	11.7	— 0.6+ 2
			σ 106	17 45.9	—13 12	13.6	
			σ 107	17 55.1	—10 32	13.7	

Дата 1950 г.		U. T.	Планета	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	m	O - C
Июнь	13	20 ^h 57 ^m 6	σ 105	17 ^h 17 ^m 8	-9° 36'	13.8	
			1341 Edmée	17 20.7	-13 10	13.9	- 2 ^m 5+ 8 ^r
			1017 Jacqueline	17 28.8	-15 17	14.2	+ 0.5+11
			269 Justitia	17 36.1	-13 4	11.3	+ 3.3- 3
			442 Eichsfeldia	17 36.1	-14 34	11.7	- 0.5+ 3
			σ 106	17 42.3	-13 5	13.9	
			σ 107	17 51.8	-10 29	13.9	
Июнь	13	22 59.3	634 Ute	18 40.2	-10 54	13.7	+ 9.5-13
			979 Ilsewa	18 45.4	-12 40	13.7	+ 4.5+18
			540 Rosamunde	18 45.5	-13 36	13.0	- 1.8- 3
			287 Nephthys	18 53.7	- 9 52	10.6	+ 0.7 0
			419 Aurelia	19 3.7	-17 4	9.3	+ 8.4+18
			σ 108	19 5.4	-13 47	13.9	
			69 Hesperia	19 10.4	-10 42	11.5	
Июль	15	21 2.5	668 Dora	19 30.2	- 9 26	13.7	-12.2-31
			470 Kilia	19 41.8	-10 16	12.7	0- 1
Июль	15	23 11.0	670 Ottegebe	20 17.4	- 9 5	12.8	+ 2.0+ 8
			592 Bathseba	20 21.9	- 8 12	13.1	+ 0.5+ 4
			σ 109	20 22.8	- 5 44	13.7	
			838 Seraphina	20 27.4	- 4 2	12.6	+ 4.3+27
			σ 110	20 28.1	- 9 18	13.7	
			418 Allemannia	20 30.3	- 9 37	12.3	- 0.3 0
			670 Ottegebe	20 14.3	- 9 20	12.8	+ 2.1+ 8
Июль	19	22 15.7	592 Bathseba	20 19.1	- 8 28	13.1	+ 0.6+ 2
			σ 109	20 19.4	- 5 49	13.7	
			838 Seraphina	20 24.3	- 3 59	12.6	+ 4.3+27
			σ 110	20 25.4	- 9 38	13.7	
			418 Alemannia	20 27.0	- 9 36	12.3	- 0.2+ 1
			673 Edda	21 1.9	-12 21	13.0	+ 3.3+19
			48 Doris	21 9.5	- 8 32	11.0	- 3.5- 9
Июль	23	22 23.7	984 Gretia	21 36.3	-14 52	11.9	+ 5.9+54
			276 Adelheid	21 10.9	+14 8	12.2	+ 1.3+ 4
			132 Aethra	21 27.1	+18 1	13.6	+ 7.3+ 54
			215 Oenone	20 29.3	-21 43	12.5	- 3.3- 7
			1349 Bechuana	20 29.4	-18 44	12.9	-20.8-125
			1284 Latvia	20 35.5	-16 26	12.6	- 0.1 0
			830 Petropolitana	20 47.1	-20 56	12.1	+ 0.4+ 7
Август	4	19 25.1	851 Zeissia	20 48.6	-17 9	13.9	+ 0.5+ 3
			673 Edda	20 48.7	-13 14	13.0	+ 3.4- 18
			σ 111	20 55.4	-21 56	13.5	
			962 Aslög	20 56.2	-16 21	13.9	- 1.6+ 9
			σ 112	20 56.3	-18 37	13.9	
			215 Oenone	20 22.8	-22 2	12.5	- 3.3- 7
			1349 Bechuana	20 22.9	-18 38	12.9	-20.5-121
Август	4	19 25.1	1284 Latvia	20 27.8	-16 23	12.6	- 0.1- 1
			830 Petropolitana	20 40.9	-21 10	12.1	+ 0.4+ 7
			851 Zeissia	20 41.0	-17 49	13.0	+ 0.6+ 2
			673 Edda	20 42.3	-13 40	13.0	+ 3.3+ 18
			962 Aslög	20 49.7	-16 56	13.9	- 1.8+ 8
			39 Laetitia	22 51.5	- 6 18	8.8	+ 0.4+ 5
			660 Crescentia	22 53.1	- 5 54	11.2	+ 0.8+ 2
Август	16	20 54.6	1098 Hakone	22 59.8	- 3 24	13.4	- 4.8- 48
			828 Lindemannia	23 13.3	- 5 41	13.7	+ 1.0+ 10
			1187 Afra	23 16.7	- 0 56	13.8	+ 2.9+ 36
			74 Galatea	23 20.0	+ 0 36	10.3	+ 6.0+ 30
			σ 113	23 14.9	+ 3 27	13.0	+ 7.5+ 51
			1321 Majuba	23 16.5	+ 4 12	12.7	+ 9.1+ 96
			937 Bethgea	23 18.4	+ 4 17	12.8	+ 6.4+ 40
Август	8	21 33.9	407 Arachne	23 19.4	+ 7 3	11.5	+ 1.1+ 9

Дата 1950 г.	У. Т.	Планета	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	m	O — C
Сентябрь 9	23 52.2	370 Modestia	23 48.3	+13.9	12.3	+ 0.2+ 3
		510 Mabella	23 49.5	+ 7 37	12.2	+ 2.1+ 4
		547 Praxedis	0 10.3	+10 28	11.2	+ 3.8— 5
		614 Pia	0 11.1	+ 8 58	13.3	+ 0.4— 2
		σ 114	0 11.9	+13 9	13.2	
		σ 115	0 15.5	+12 36	13.6	
Сентябрь 13	19 55.1	78 Diana	0 18.8	+ 8 31	11.0	— 0.5— 2
		σ 116	23 10.5	+ 3 38	13.7	
		1321 Majuba	23 12.9	+ 4 4	12.7	+ 9.0+ 95
		937 Bethgea	23 15.2	+ 3 49	12.8	+ 6.3+ 38
Сентябрь 13	21 55.7	407 Arachne	23 15.9	+ 6 50	11.5	+ 1.2+ 10
		510 Mabella	23 46.5	+ 7 2	12.2	+ 2.0+ 5
		547 Praxedis	0 8.3	+ 9 37	11.2	+ 3.9— 5
		614 Pia	0 8.3	+ 8 35	13.3	+ 0.4— 2
		σ 114	0 9.3	+12 55	13.2	
		σ 115	0 12.9	+12 16	13.5	
Сентябрь 13	23 53.4	78 Diana	0 15.5	+ 8 23	11.0	— 0.4— 2
		352 Gisela	0 38.3	+10 57	11.1	— 0.7— 9
		834 Burnhamia	0 38.7	+ 4 11	12.4	+ 2.9+ 18
		178 Belisana	0 40.1	+ 1 45	12.0	— 0.2 0
		406 Erna	0 41.8	+10 8	12.4	+ 6.2+ 42
		1418 Fayeta	0 48.4	+ 7 2	12.4	+ 2.3+ 21
		1084 Tamariwa	0 49.2	+ 5 36	13.0	— 1.1— 9
		317 Roxane	0 51.8	+ 3 43	11.6	+ 0.2+ 2
		1111 Reinmuthia	0 57.7	+ 1 1	12.7	+ 2.8+ 17
		47 Aglaja	1 7.6	+ 7 52	10.6	+ 7.1+ 59
		570 Kythera	1 9.2	+ 8 58	12.1	— 2.2— 7
		275 Sapientia	1 10.6	+ 1 35	12.6	
		σ 116	23 6.2	+ 3 50	13.8	
		1321 Majuba	23 9.5	+ 3 54	12.7	+ 9.0+ 94
Сентябрь 18	0 29.6	937 Bethgea	23 11.9	+ 3 23	12.8	+ 6.0+ 40
		407 Arachne	23 12.3	+ 6 35	11.5	+ 1.1+ 10
		510 Mabella	23 43.5	+ 6 22	12.2	+ 2.0+ 5
		614 Pia	0 5.3	+ 8 8	13.3	+ 0.3— 3
Сентябрь 18	0 ^h 29 ^m 6	547 Praxedis	0 ^h 6 ^m 2	+ 8°41'	11.2	+ 4 ^m — 5'
		σ 114	0 6.5	+12 39	13.2	
		σ 115	0 9.9	+11 53	13.5	
		78 Diana	0 12.0	+ 8 15	11.0	+ 0.4— 1
Октябрь 11	18 50.4	12 Victoria	1 37.9	+18 56	9.2	— 3.8— 12
		544 Jetta	1 38.3	+24 5	12.0	— 0.9— 18
		σ 119	1 58.6	+19 42	13.8	
		σ 120	1 59.9	+26 24		
Октябрь 11	21 0.5	763 Cupido	2 9.4	+21 59	13.5	+ 5.9+ 28
		497 Iva	1 28.3	+11 54	11.0	+18.8+143
		477 Italia	1 34.6	+12.3	11.2	— 4.0— 25
		968 Petunia	1 35.8	+11 52	13.5	— 3.1— 13
		90 Antiope	1 35.9	+ 7 17	11.8	— 0.1+ 1
		571 Dulcinea	1 36.7	+14 5	12.1	— 5.2— 41
		76 Freia	1 38.1	+10 36	11.4	— 0.1 0
		σ 121	1 48.0	+ 7 36	14.0	
Октябрь 11	23 8.6	σ 122	1 58.9	+ 6 49	13.8	
		27 Euterpe	2 21.6	+11 16	8.9	+ 0.3+ 2
		151 Abundantia	2 29.8	+13 26	12.0	— 2.4— 6
		1419 Danzig	2 30.6	+15 36	13.1	+ 4.6+ 13
Октябрь 12	1 15.5	83 Beatrix	2 46.6	+17 3	11.7	+ 0.4+ 3
		766 Moguntia	2 55.0	+24 29	13.0	
		556 Phyllis	2 58.5	+25 17	12.2	
		812 Adele	3 4.2	+28 59	13.2	
		437 Rhodia	3 19.9	+27 46	12.2	
		774 Armor	3 26.7	+22 17	12.9	

Список точных положений σ 102

1950		U. T.	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	m
Апрель	21	21 ^h 14 ^m 5	14 ^h 3 ^m 15 ^s 12	-7° 56' 2" 2	13.0
Апрель	23	21 58.8	14 1 51.55	-7 6 5.9	13.0
Май	5	19 35.3	13 54 21.53	-2 30 43.2	13.0
Май	5	20 9.3	13 54 20.66	-2 30 13.1	13.0
Май	9	18 58.3	13 52 19.26	-1 9 27.0	13.0
Май	9	19 20.3	13 52 18.82	-1 9 9.5	13.0
Май	9	20 0.1	13 52 17.85	-1 8 36.2	13.0
Май	9	20 32.0	13 52 17.18	-1 8 9.6	13.0
Май	11	18 49.1	13 51 25.56	-0 31 12.0	13.0
Май	11	19 18.3	13 51 25.01	-0 30 49.1	13.0
Май	12	18 40.8	13 51 0.73	-0 12 51.5	13.0
Май	12	19 5.5	13 51 0.34	-0 12 32.2	13.0
Май	13	20 1.5	13 50 36.24	+0 6 10.0	13.0
Май	15	19 3.1	13 49 53.98	+0 40 14.6	13.0
Май	15	19 38.0	13 49 53.62	+0 40 36.0	13.0
Май	16	19 23.2	13 49 34.55	+0 57 11.5	13.0
Июнь	4	19 32.7	13 48 48.51	+4 40 51.5	13.0
Июнь	4	20 20.7	13 48 48.93	+4 41 6.3	13.0
Июнь	8	19 32.0	13 49 55.53	+5 7 11.1	13.0
Июнь	8	20 18.6	13 49 56.06	+5 7 21.7	13.0
Июнь	10	19 47.8	13 50 38.80	+5 18 0.3	13.0
Июнь	10	20 37.6	13 50 39.47	+5 18 11.4	13.0
Июнь	14	19 43.1	13 52 23.50	+5 34 59.6	13.0
Июнь	14	20 28.5	13 52 24.38	+5 35 5.6	13.0
Июнь	18	20 5.6	13 54 32.82	+5 46 22.4	13.0
Июнь	18	20 56.5	13 54 34.11	+5 46 26.5	13.0

Пластины 21 апреля, 23 и 13 мая сняты на 5'' астрографе, остальные — на 16''.

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ

В. А. Альбицкий

Планета	Дата	М. В.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$\Delta\alpha$ O — C	$\Delta\delta$
1949 г.							
1022 Olympiada	Ноябрь 14	21 ^h 19 ^m 8	3 ^h 55 ^m 1	— 5°49'	14.1	+ 6 ^m 7	+ 45'
105 Artemis			3 59.5	— 4 24	12.1	+ 1.5	— 14
1043 Beate	Ноябрь 17	20 15.8	2 57.4	+ 4 18	13.5	— 3.1	— 19
259 Aletheia			3 8.6	+ 7 52	12.7	— 1.0	— 7
853 Nansenia			3 25.2	+ 6 53	14.1	+ 4.0	+ 6
604 Tekmessa	Ноябрь 17	22 15.8	3 55.9	+25 45	11.4	—14.9	— 47
454 Mathesis			4 9.1	+25 47	12.1	+ 0.7	+ 1
362 Havnia			4 9.8	+28 32	10.8	+ 1.0	— 4
1520 1938 UY			4 13.9	+25 59	[15.2]	—15.5	+ 18
110 Lydia			4 22.9	+22 35	10.5	— 0.1	0
772 Tanete			4 38.7	+24 8	12 5	— 3.5	— 27
1022 Olympiada	Ноябрь 26	21 30.3	3 44.5	— 5 47	14 1	+ 6.5	+ 44
105 Artemis			3 48.3	— 5 45	12.1	+ 1.5	— 13
1950 г.							
350 Ornamenta	Май 10	22 5.6	16 1.4	+ 0 9	13.4	+ 0.5	— 8
893 Leopoldina			16 2.1	+ 3 58	13.5	0.0	+ 2
601 Nerthus			16 15.2	+ 0 55	12.5	+ 3.4	— 3
618 Elfriede			16 25.1	— 2 19	12.6	— 0.4	+ 4
σ 104	Май 17	19 35.3	13 52.7	+25 53	13.7		
1424 Sundmania	Май 17	21 45.3	15 5.8	—19 23	[15.0]	— 1.9	+ 11
322 Phaeo			15 8.0	—21 56	13.0	+ 0.9	+ 3
243 Ida			15 11.8	—19 39	13.5	+ 0.2	— 2
910 Anneliese			15 12.2	—18 34	12.1	—19.5	+115
349 Dembovska			15 19.5	—23 2	10.1	— 0.3	— 4
1261 Legia			15 34.6	—18 24	13.6	— 0.4	+ 1
967 Helionape			15 40.2	—14 49	13.5	— 0.8	+ 4
563 Suleika			15 43.8	—12 26	12.3	— 0.7	+ 7
104 Klymene			15 44.7	—20 52	12.9	— 0.2	+ 1
350 Ornamenta	Июнь 14	20 20.5	15 33.8	— 1 10	13.4	+ 0.5	— 7
601 Nerthus			15 50.5	+ 2 36	12.5	+ 3.1	+ 1
618 Elfriede			15 58.3	— 2 49	12.6	— 0.6	+ 5
713 Luscinia	Июнь 14	22 25.5	18 19.9	—11 58	12.6	+ 2.6	+ 4
258 Tyche	Июнь 18	21 50.7	18 2.3	— 2 37	10.9	+ 0.5	+ 7
389 Industria	Июль 12	23 15.0	20 25.2	—15 28	11.2	— 0.6	— 4
487 Venetia			20 26.4	—20 17	11.8	+ 1.9	+ 2
729 Watsonia			20 37.6	—16 35	12.8	— 2.0	— 2
877 Walküre			20 40.1	—18 55	12.7	— 1.0	+ 3
276 Adelheid	Август 9	20 10.2	21 7.3	+13 47	12.2	+ 1.2	+ 2
756 Lilliana			21 15.1	+11 29	13.5	— 7.5	— 14

Планета	Дата 1950 г.	М. В.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$\Delta\alpha$ O — C $\Delta\delta$
96 Aegle	Август 9	22 15.2	21 54.8	—12 9	12.0	— 0.3 — 4
17 Thetis			22 8.2	—14 50	9.7	—17.3 — 74
143 Adria			22 9.3	—14 22	12.5	— 4.0 — 26
306 Unitas			22 16.1	—11 25	9.7	— 1.8 — 13
160 Una			22 25.2	—14 15	11.7	+ 1.1 + 11
276 Adelheid	Август 13	20 10.3	21 4.4	+13 28	12.2	+ 1.0 + 1
756 Lilliana			21 12.2	+11 12	13.5	— 7.7 — 12
1098 Hakone	Сентябрь 10	19 48.0	22 35.6	— 3 20	13.4	— 5.3 — 53
256 Walpurga			22 44.4	— 0 50	13.3	— 6.8 — 28
1187 Afra			22 53.8	— 0 23	13.8	+ 3.4 + 40
74 Galatea			23 5.2	— 1 41	10.3	+ 7.2 + 41
1098 Hakone	Сентябрь 14	19 54.7	22 31.7	— 3 21	13.4	— 5.3 — 52
256 Walpurga			22 41.8	— 1 23	13.3	— 6.8 — 28
1187 Afra			22 49.6	— 0 23	13.8	+ 3.4 + 40
74 Galatea			23 2.4	— 2 9	10.3	+ 7.3 + 41
834 Burnhamia	Сентябрь 14	21 59.7	0 38.6	+ 4 4	12.4	+ 3.6 + 18
178 Belisana			0 39.4	+ 1 38	12.0	— 0.2 — 3
1375 Alfreda	Сентябрь 14	21 ^h 59 ^m 7	0 43.0	— 3 45	13.5	+ 0.5 + 6
232 Russia			0 48.4	— 0 2	14.2	— 1.8 — 18
317 Roxane			0 51.1	+ 3 38	11.6	+ 0.2 + 2
1219 Britta			0 55.5	— 0 1	13.4	+ 0.7 0
1111 Reinmuthia			0 57.0	+ 0 54	12.7	+ 2.6 + 18
546 Herodias			0 58.8	— 0 52	11.5	— 0.8 — 5
275 Sapientia			1 9.9	+ 1 29	12.6	— 5.2 — 33
218 Bianca			1 13.8	+ 0 18	11.9	+ 0.5 — 1
508 Princetonia			1 14.2	— 4 36	12.3	+ 0.3 + 3
118 Peitho			1 18.0	— 1 25	10.2	— 4.0 — 35
1282 Utopia	Сентябрь 15	0 4.7	0 10.8	+20 22 [14.9]		+ 6.2 + 71
643 Scheheresade			0 19.4	+21 29	14.0	+ 1.7 + 8
1118 Hanskya			0 27.6	+19 20	13.6	+ 7.6 + 69
510 Mabella	Сентябрь 18	20 59.6	23 5.2	+ 3 51	12.2	—35.6 —137
σ 117			23 8.7	+ 3 52	13.0	
937 Bethgea			23 11.2	+ 3 13	12.8	+ 6.0 + 36
407 Arachne			23 11.4	+ 6 31	11.5	+ 1.0 + 10
1243 Pamela	Сентябрь 18	23 14.6	1 3.9	+23 0	14.8	— 1.9 + 1
588 Achilles			1 9.4	+19 31	14.0	+ 0.1 + 1
σ 118			1 22.4	+23 6	13.0	
σ 123	Декабрь 13	20 0.3	2 53.1	+17 44	13.0	
26 Proserpina			2 57.3	+17 59	11.0	— 1.1 — 2
23 Thalia			3 10.7	+16 25	9.7	+ 0.7 + 16
38 Leda	Декабрь 13	22 10.3	5 1.7	+30 3	10.5	— 6.7 — 7
σ 124			5 11.8	+28 34	12.3	
1088 Mitaka			5 17.7	+29 58	12.7	— 9.9 — 20
1268 Libya			5 22.0	+29 14	12.8	+ 1.8 + 2
184 Dejopeja			5 22.5	+24 44	12.5	— 1.6 — 2
519 Sylvania			5 31.0	+33 46	11.9	+ 9.2 + 23
577 Rhea			5 32.5	+28 55	13.6	+ 1.0 — 8
753 Tiflis			5 41.1	+29 27	14.5	+ 0.5 + 7
303 Josephina			5 48.0	+33 32	11.8	— 1.2 + 2
σ 125			5 49.8	+25 26	11.0	
37 Fides			6 5.6	+28 54	9.3	— 1.2 — 1

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

*

Редактор издательства Г. А. Аристов
Технический редактор Е. Н. Симкина

*

РИСО АН СССР № 4741. Т-06911. Издат. № 3187.
Тип. заказ № 1171. Подп. к печ. 1.IX 1951 г.
Формат бум. $70 \times 108 \frac{1}{16}$. Печ. л. 10,53+10 вкл.
Уч.-изд. л. 12. Тираж 1200.

2-я тип. Издательства Академии Наук СССР
Москва, Шубинский пер., д. 10

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

<i>Стр.</i>	<i>Строка</i>	<i>Напечатано</i>	<i>Должно быть</i>
81	3 сн.	велика	велико
88	17 сн.	дальше	ближе
101	5 сн.	F_3	E_3
108	11 сн.	f	f

Известия Крымской астрофизической обсерватории, т. VII.