

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XV



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА — 1955

Редакционная коллегия:

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

О НЕСТАБИЛЬНОСТИ И РАСПАДЕ ДИФFUЗНЫХ
ЭМИССИОННЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Шайн

Рассматриваются с наблюдательной точки зрения некоторые ранее не затронутые стороны вопроса о распаде эмиссионных туманностей. В больших ярких туманностях выявляются флуктуации в плотности различных масштабов вплоть до дробления туманности в редких случаях на отдельные большие детали (см. фиг. 1, *a, б, в, г*, на которых приведены фотографии туманностей NGC 2175, NGC 281, NGC 1976, NGC 7380, и фиг. 3, *a, б*, с фотографиями туманности NGC 6514 и туманности к SO от ϵ Cep).

Можно высказать предположение, что некоторые более тесные группы туманностей (например, около NGC 6334 и NGC 7822 на фиг. 2, *a, б*) являются результатом дробления более значительной туманности. В то время как в ярких, больших и компактных туманностях возбуждающие звезды (большой частью одна или несколько звезд классов O и B0) находятся внутри, а часто даже в центральной области, в более диффузных, а в особенности в аморфных туманностях возбуждающие звезды находятся очень часто на краю или вне туманности (это имеет место для 30 и 50% звезд классов O и B0 соответственно). Этот наблюдательный факт интерпретируется как результат расширения и распада отдельных туманностей и групп туманностей. В результате последнего процесса должна наблюдаться сложная картина относительного взаиморасположения на небе диффузных туманностей и возбуждающих звезд (см. фиг. 4, *a, б*), даже если генетическая связь между этими объектами имеет всеобщий характер. В свете рассматриваемой гипотезы интерпретируется также сложное взаимоотношение, которое наблюдается между O-ассоциациями и группами эмиссионных туманностей.

Недавно мы привели ряд аргументов в пользу того, что преимущественное движение материи наружу и рассеяние являются доминирующим фактором в эмиссионных туманностях [1]. Об этом свидетельствует выявление остатков оболочек, колец и дуг, и вообще известное сосредоточение материи по периферии в некоторых туманностях в Галактике и во внегалактических системах. В наиболее подробно изученной туманности в Орионе (NGC 1976) наблюдаемая разность $\Delta v = -11.5 \pm 1$ км/сек между туманностью и возбуждающими звездами трапеции θ' Orionis должна быть приписана расширению NGC 1976. Основанием для такого вывода служит то, что вследствие большого поглощения до нас доходит преимущественно излучение от передних слоев туманности. Серьезный аргумент в пользу рассеяния можно

усмотреть в наличии обширных областей слабо светящейся материи в окрестностях многих больших ярких туманностей (например, в NGC 1976 диаметр этой области больше 3°). С другой стороны, хаотически причудливая структура большого числа туманностей также говорит в пользу их неустойчивости. Даже эмиссионные туманности сферической формы не оставляют впечатления, что там имеет место гравитационное сжатие и уравнивание слоев вследствие гидростатического равновесия.

В эмиссионных туманностях, в особенности у границы с холодной средой, должно иметь место уравнивание давлений путем распространения упругих волн сжатия, которые будут перемещаться, вероятно, со скоростью звука. Так как масса эмиссионных туманностей в Галактике очень редко достигает тысячи или нескольких тысяч масс Солнца (в подавляющем большинстве случаев масса порядка сотен, десятков, единиц и доли единицы массы Солнца), а одна звезда класса О способна ионизировать $10^{62} \cdot n^{-1}$ атомов водорода [2] или туманность с массой порядка $3000 \odot$ (при плотности $n=30$), то этой границей должна быть вообще межзвездная среда. Явление движения газовых масс как результат уравнивания давления протекает, повидимому, очень сложно. Теоретическая разработка проблемы еще не дает четкого результата [3]. Но независимо от последнего и независимо от того, окружены ли даже наиболее значительные эмиссионные туманности зоной H I, мы можем принять как наблюдательный факт, что во многих эмиссионных туманностях выявляются признаки расширения, в частности выявляются области сжатия в зоне H II, в особенности на периферии (например, в NGC 2237). Если только нет очень сильного иррегулярного магнитного поля или исключительно большого гравитационного поля, туманность должна расширяться и рассеиваться (параболическая скорость даже при массе $1000 \odot$ и радиусе 5 пс равна 1.3 км/сек). Заметим еще, что должны расширяться и распадаться не только отдельные туманности, но и группы туманностей [4].

В настоящей работе мы рассматриваем главным образом с наблюдательной точки зрения некоторые незатронутые ранее стороны проблемы распада туманностей и вытекающие следствия. Прежде всего отметим, что яркие, более или менее компактные туманности, как правило, очень неоднородны. Одним из видов такой неоднородности является наличие в туманности отдельных уплотнений различных масштабов. Для иллюстрации на фиг. 1, а, б, в, г, представлены четыре яркие туманности: NGC 2175, NGC 281, NGC 1976 (центральная область по Ritchey) и NGC 7380. В детально исследованной туманности NGC 1976 можно усмотреть флюктуации в виде гранул размером около 0.02—0.05 пс, вероятно порядка «турбулентных элементов». Из наших фотометрических измерений в лучах около H_α , $N1+N2$ и $\lambda 3727$ следует, что здесь имеются реальные флюктуации в плотности [5]. Кроме того, можно усмотреть также флюктуации большого масштаба. Например, в Орионе в пределах меньше 1° (вне фиг. 1, в) наблюдаются туман-



a



b



в



г

Фиг. 1.

a — NGC 2175 (1 мм = 0'.5); *b* — NGC 281 (1 мм = 0'.4); *в* — NGC 1976 (1 мм = 0'.14); *г* — NGC 7380 (1 мм = 0'.9)



a



b

Фиг. 2.

a — Группа около NGC 6334. Размер $\sim 1^\circ$ (1 мм = 0.78);

b — Группа около NGC 7822. Размер $\sim 2^\circ$ (1 мм = 4.0)

ности NGC 1976, NGC 1977, NGC 1980 и NGC 1982. Нередко в таких больших флюктуациях яркости можно усмотреть уже картину раздробления туманности на отдельные части. Это хорошо заметно в туманностях NGC 281 и NGC 7380 на фиг. 1, б, г. Повидимому, в туманностях часто имеет место не просто расширение в соответствии с элементарной гипотезой [3]. С одной стороны, наряду с преимущественным движением наружу, повидимому, имеет место рассеяние внешних частей [1]. С другой стороны, ламинарные движения должны превратиться в турбулентные, и далее, как следствие флюктуаций в физических характеристиках в различных частях туманности, возможно в конце концов раздробление последней на части. Дальнейшим этапом может быть уже разделение на отдельные движущиеся наружу туманности, которые на первый взгляд можно принять за независимые друг от друга. Может быть переход от раздробления (NGC 281 и NGC 7380 на фиг. 1, б, г) к группе разделенных туманностей можно иллюстрировать фиг. 2, а, б (области NGC 6334 и NGC 7822), где имеется, вероятно, начальная стадия того состояния, которое мы характеризовали как группы туманностей [4]. Однако, отдельные туманности, в особенности в более разбросанных группах, не обязательно должны образоваться именно так, — они могут быть также отдельными концентрациями еще в начальную эпоху.

Процесс раздробления, повидимому, не редкое явление, и проявление его разнообразно. Можно, например, думать, что разделение на части туманности Трифид NGC 6514 и туманности к SO от ϵ Cep (фиг. 3, а, б) в основном реально и лишь до некоторой степени связано с эффектом поглощения, вызванным массами пылевой материи, частично внедренными в туманность. Большая туманность ($15^\circ \times 5^\circ$) около γ Car состоит из 70 отдельных туманностей и концентраций [6]. Гипотеза расширения и дробления больших туманностей находит поддержку также в наличии вблизи них в некоторых случаях отдельных небольших туманностей, производящих впечатление оторвавшихся частей, например, IC 1795 около IC 1805, или IC 4706, 4707 около NGC 6618. Независимо от того, имеет ли место неоднородность или раздробление туманности, или наблюдаемое явление связано с внедрением темной материи, мы должны считать, что туманности очень неоднородны в своей структуре.

Процессу дробления и распада будут также способствовать встреча туманностей [7] и внедрение пылевых масс. Но это уже внешние, а не рассматриваемые здесь внутренние причины распада, причем туманность большей частью успеет, вероятно, разрушиться, прежде чем произойдет встреча (один раз в 10^7 лет).

Таким образом, совокупность фактов наблюдательного характера и общие соображения приводят к выводу, что большие эмиссионные туманности, как правило, — неустойчивые образования, распадающиеся и рассеивающиеся. Об обратном процессе в настоящее время мало что известно. Все говорит в пользу того, что наблюдаемые нами дискрет-

ные яркие туманности являются молодыми образованиями. С этим согласуется также тот факт, что звезды класса О ассоциируются с туманностями относительно гораздо чаще, чем звезды класса В0. Это нельзя приписать тому обстоятельству, что область ионизации для звезд О больше, чем для звезд В0, так как в подавляющем большинстве случаев речь идет о туманностях, размер которых меньше области ионизации и для звезд О и для звезд В0 (во всяком случае, расположенные внутри туманности звезды В0 возбуждают такую часть туманности, чтобы последняя казалась достаточно яркой). Заслуживает внимания то, что значительные и яркие туманности скорее ассоциируются с группой звезд О и В0, преимущественно расположенных в центральной или вообще во внутренней области (мы не касаемся здесь небольших по размеру туманностей, которые нередко бывают яркими). Список более ярких и значительных туманностей, находящихся в доступной нам области неба, приведен в следующей таблице:

Т а б л и ц а

NGC 281	О	NGC 6514	О, В0 (4)
IC 1805	О (3), В0 (3)	NGC 6523	О (2), В0 (3)
NGC 1848	О (5)	IC 1274, 1275 и др.	В0
S 6	О (1), В1 (1)	IC 4701	О (1), В0 (2)
NGC 1491	В0	S 190, Мi 1,8	О (2), W (1), В0 (2)
NGC 1499	О	NGC 6611	О (5), W (1), В0 (3)
NGC 1624	О (3)	NGC 6618	В0 (2)?
IC 405	О	NGC 6820, S 199	О (5), В0 (4)
IC 410	О, В0 (3)	Ced 173	О (1), В0 (1)
NGC 1976*	О (5), В0 (4)	NGC 6888	W
S 153 и др.	О (2), В0 (2)	NGC 7000	О
IC 434	О (2)	Ced 190, S 86	В0 (3)
McD 43	В0	S 88	О
NGC 2175	О (1), В0 (1)	IC 1396	О (1), В0 (4)
NGC 2237	О (6), В0 (4)	IC 5146	В1
NGC 2264	О	+55.2724 (O'Keefe)	О (2),
NGC 2177, St. 18	В1, О?		W (1), В1 (1)
—12.1771	О	NGC 7380	О (1), В0 (2)
NGC 2359	W	McD 32	О (1), В0 (3)
NGC 6334	О	S 13, S 14	W (1), В0 (3)
NGC 6357	W	NGC 7635	В0
NGC 6383	О	S 105	О

* Включая NGC 1977, 1980, 1982.

Как видно из таблицы, возбуждающие звезды в значительном большинстве случаев относятся к классам О, W. Кроме того, в этих туманностях возбуждающие звезды чаще всего находятся более или менее в центральной области или по крайней мере внутри туманности. Но даже в этих более ярких и, вероятно, более молодых туманностях часто выявляются признаки расширения, распада и рассеяния. Этот процесс очень разнообразен и о его характере можно получить пред-

ставление по фиг. 1, 2, 3 в этой статье и фиг. 1—4 в [1]. Отдельные туманности и детали будут быстро падать в яркости вследствие расширения (приблизительно в n^5 раз при увеличении размера в n раз). Продолжительность видимости отдельных туманностей и деталей будет зависеть от плотности материи и от некоторых других условий; она составляет, вероятно, $\leq 10^6$ лет для более ярких туманностей и гораздо меньше для слабых.

В настоящее время имеются серьезные основания считать, что по крайней мере более компактные туманности генетически связаны с освещающими их горячими звездами. Независимо от того, образовались ли горячие звезды из туманностей или наоборот, или генетическая связь между ними какая-то иная, можно считать вероятным, что в более ранней стадии возбуждающие звезды находились в центральной области туманности или группы туманностей. Расширение в разных направлениях, повидимому, не будет носить симметричный характер, в частности, из-за регулярности магнитного поля, а также вследствие различия в тормозящем эффекте межзвездной среды. Первоначальная симметрия в распределении туманной материи относительно возбуждающих звезд (если это вообще имело место) довольно быстро нарушится. В соответствии с изложенным следует ожидать, что относительное взаиморасположение этих звезд и деталей туманностей, а также и туманностей в целом со временем изменится. В результате во многих случаях горячие звезды окажутся вне туманности на большем или меньшем расстоянии. При этом надо иметь в виду, что из нескольких туманностей в данной группе или нескольких концентраций в данной туманности могла сохраниться наиболее яркая и плотная. В последнем случае звезда тем более должна оказаться вне туманности.

Выше мы подчеркнули, что в более ярких и значительных туманностях возбуждающие звезды находятся внутри, а часто даже в центральной области. Вообще же, в особенности в менее компактных туманностях, для которых известны возбуждающие звезды, последние очень часто находятся на краю или вне туманности. Так, для известной туманности NGC 1499 и для анонимной туманности в Лас возбуждающие звезды ξ Pers и 10 Лас находятся на расстоянии 0.8 и 0.9 пс соответственно (фиг. 1, б, в [8]). Мы привели эти два примера потому, что здесь есть полная уверенность в генетической, а не в случайной связи.

В свете изложенных фактов и соображений о движениях вещества в туманностях представленная картина взаиморасположения туманностей и возбуждающих звезд не противоречит гипотезе их генетической связи. Можно представить, что в прошлом ξ Pers и 10 Лас были окружены туманностями. При расширении и раздроблении большая часть деталей этих туманностей перестала быть видимой и теперь наблюдаются только наиболее плотные сохранившиеся детали. Однако следует иметь в виду, что это не единственное возможное объяснение. Быть может, горячие звезды и туманности, как-то генетически связан-

ные между собою, образовались в разных местах из одного и того же или разного материала. Все же более естественно думать, что столь часто наблюдаемое положение звезд вне туманностей является следствием расширения и распада туманностей и групп туманностей. Это предположение подкрепляется тем, что в более плотных, вероятно молодых, эмиссионных туманностях возбуждающие звезды занимают более или менее центральное положение. Исходя из вероятного значения для скорости расширения туманностей и некоторых других обстоятельств, можно считать, что звезда окажется вне туманности уже через 10^5 — 10^6 лет. В этом случае, если туманность еще будет видима, следует ожидать сложной картины относительного взаиморасположения горячих звезд и туманностей. Для иллюстрации приводим на фиг. 4, а, б две области в Лебеде [$\alpha = 20^h 2^m$; $\delta = +35^\circ 5'$ и $\alpha = 20^h 9^m$; $\delta = +40^\circ (1900, 0)$], на которых звезды W, O, B0 отмечены белыми или черными кружками. Не следует думать, что сложная картина, которая выявляется на фиг. 4, а, б, вызвана эффектом проекции. Правда, в этом направлении луч зрения составляет небольшой угол с первой спиральной ветвью. Но из особенной структуры туманностей на фиг. 4, а, видно, что, исключая одну яркую туманность (вправо, внизу), здесь имеется однородная группа туманностей. Небольшая глубина в этом направлении следует также из того, что дисперсия звездных величин для многочисленных звезд O, B0, B1 здесь составляет $6^m.7$ — $10^m.2$, т. е. не очень велика (если учесть, что дисперсия видимых звездных величин большей частью вызвана дисперсией абсолютных величин). Большую глубину мы имеем, вероятно, для области на фиг. 4, б.

Взаиморасположение горячих звезд и туманностей на фиг. 4, а, б, на первый взгляд как будто даже противоречит гипотезе об их генетической связи. Однако фиг. 4 можно интерпретировать как указание на то, что здесь имеются, повидимому, более старые, большей частью слабые, аморфные или клочкообразные туманности, которые успели достаточно далеко удалиться от генетически связанных с ними звезд и ослабеть. Вообще можно ожидать, что какими бы ни были эмиссионные туманности в начальной стадии (яркими и компактными или более разреженными), в более поздней стадии они всегда будут аморфными и слабыми, если вообще останутся видимыми как эмиссионные туманности и не рассеются. Очень возможно, что некоторые туманности на фиг. 4, а, б, оказались вблизи горячих звезд, генетически с ними не связанных. Вообще не исключено, что многие туманности возбуждаются «чужими» горячими звездами, которые теперь случайно оказались вблизи них. Этим, повидимому, можно объяснить наблюдаемую сложную картину взаиморасположения эмиссионных туманностей и звезд, в частности ту, которая приведена на фиг. 4, а, б. Если в прошлом некоторые туманности освещались генетически связанными с ними звездами, находившимися внутри них, то теперь эти туманности вышли из области ионизации этих звезд и случайно оказались в области ионизации других близких горячих звезд.



a



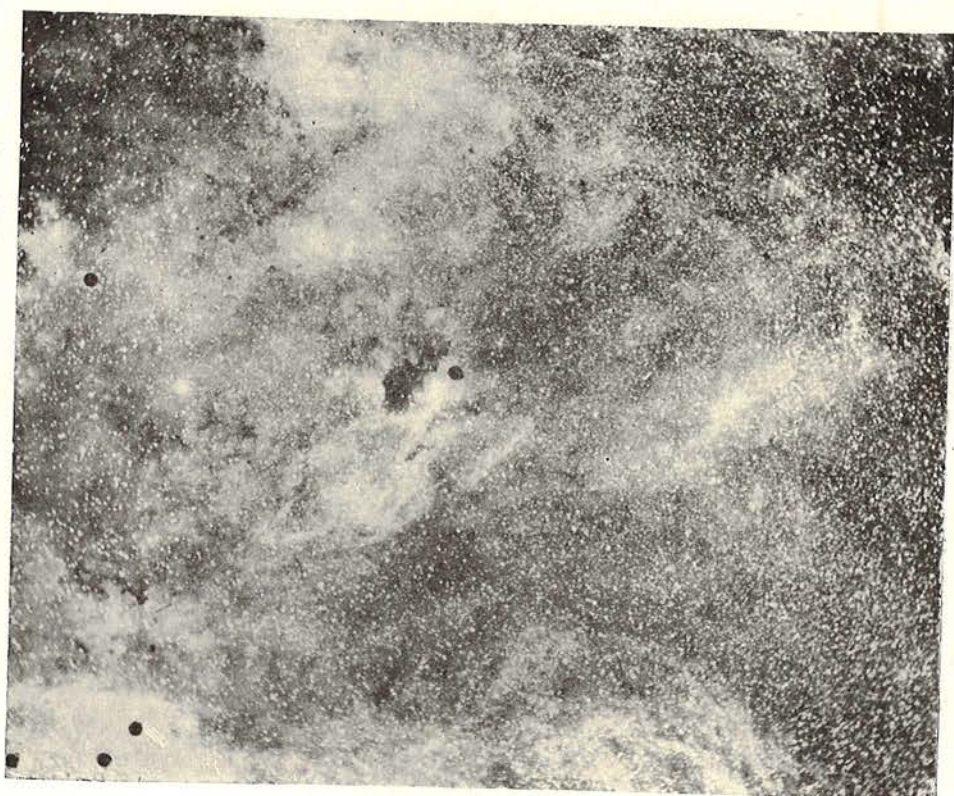
б

Фиг. 3.

a — NGC 6514 (1 мм = 0'.35); *б* — R S0 от ε Cep (1 мм = 1'.14)



a



б

Фиг. 4.

a — $20^h 2^m + 35^\circ 5'$ (1900), Масштаб 1 мм = 1'6; *б* — $20^h 9^m + 40^\circ$ (1900). Масштаб 1 мм = 0'93.
Звезды W, O, B0 — белые или черные кружки

Приведенные соображения и факты по-новому освещают вопрос о связи между горячими звездами и эмиссионными туманностями. Если генетическая связь между эмиссионными туманностями и горячими звездами имеет всеобщий характер, то все же должно иметься значительное число случаев, когда звезды и туманности будут случайно близки на небе. Тем более часто должны встречаться случаи, когда горячая звезда находится не внутри, а вне туманности, если даже эти объекты образовались когда-то в одном месте. Поэтому нет ничего неожиданного в картине, которую мы видим на фиг. 4, а, б. Во всяком случае такая картина не может рассматриваться как аргумент против гипотезы о генетической связи между туманностями и горячими звездами.

Вообще идея о движении вещества в туманностях и туманностей в целом относительно горячих звезд может осветить некоторые наблюдательные факты, в особенности если сопоставить сравнительно небольшую продолжительность видимости большинства туманностей в эмиссионной стадии (вероятно, не превышающую 10^6 лет) с возрастом звезд классов О и В0 (порядка 10^7 лет и более). Например, есть очень серьезные основания думать, что горячие звезды образуются группами в виде О-ассоциаций [9]. С другой стороны, эмиссионные туманности также встречаются группами [4], притом чаще всего приблизительно в тех местах, где находятся О-ассоциации. Представляется вероятным, что обе эти группы связаны генетически. Однако во взаиморасположении групп туманностей и О-ассоциаций большей частью нет удовлетворительного соответствия. Часто группа туманностей в целом смещена относительно О-ассоциации или такая группа занимает только часть площади ассоциации. Наблюдаемые различия, возможно, связаны с условиями образования звезд и туманностей. Но вместе с тем в свете предположения о расширении О-ассоциаций, а также о движении туманной материи и туманностей в целом причину расхождения можно искать и в этих движениях. Обе группы объектов, вероятно, были более компактны и ближе к тому, что можно назвать единой системой. Возможно, что в этой более ранней стадии такая система была похожа на гигантские эмиссионные туманности с десятками горячих звезд внутри, подобные NGC 604, 595, 588 в М33, а также в других внегалактических туманностях. Следует еще заметить, что когда туманности и звезды значительно разошлись и занимают 50—100 пс (или несколько градусов на небе), звезды еще смогут ионизировать по крайней мере часть туманностей, хотя полного соответствия между этими объектами и не будет. Картина будет такой, как в области О-ассоциаций и групп туманностей. Но очень многие горячие звезды и туманности не входят ни в ассоциации, ни в группы и для них возбуждающие звезды также часто находятся вне туманностей. В последнем случае остается в силе объяснение, даваемое гипотезой движения материи и относительно небольшой продолжительности видимости эмиссионных туманностей.

Приношу глубокую благодарность за большую помощь в работе Е. И. Иосько и Л. П. Метик.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 80, 1952; Астр. журн. 30, 135, 1953; Астр. журн. 31, 305, 1954.
 2. В. Strömberg. Ap. J. 89, 529, 1939.
 3. Ссылки на теоретические работы, включая раннюю работу L. Spitzer (Harv. Observ. Mon. 7, 87, 1948) и более позднюю работу А. И. Лебединского (ДАН 92, 911, 1953), приведены в Астр. журн. 31, 4, 305, 1954. См. также последние работы J. H. Oort B. A. N. 12, № 455, 1954), F. Kahn (B. A. N. 12, № 456, 1954).
 4. Г. А. Шайн. ДАН 93, 993, 1953; Астр. журн. 31, 217, 1954; Vistas in Astrophys., 1954.
 5. С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 22, 1954.
 6. D. Hoffleit. Harv. C. O., 1953.
 7. J. H. Oort. M. N. 106, 159, 1946.
 8. Г. А. Шайн. ДАН, 101, № 3, 437, 1955; Астр. журн. 32, 110, 1955.
 9. В. А. Амбарцумян. Астр. журн. 26, 6, 1949.
-

КАТАЛОГ ЭМИССИОННЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. Ф. Газе, Г. А. Шайн

Настоящий каталог представляет собой пересмотренную сводку четырех ранее опубликованных списков туманностей с некоторыми дополнениями. В табл. 1, помимо координат, даны: угловой размер, яркость, класс и старое обозначение туманностей (столбцы 6, 7, 8, 9). Настоящий список менее детализирован, чем прежние (отдельные близкие туманности или детали часто объединены здесь под одним номером). Примечания даны отдельно в конце табл. 1. Возбуждающие звезды даны в табл. 2, ссылки на фотографии для разных туманностей — в табл. 3.

В последние годы Крымской астрофизической обсерваторией было опубликовано четыре списка эмиссионных туманностей [1, 2]. Результаты наблюдений, начатых в Симеизе в 1949 г., печатались по мере накопления наблюдений, получаемых на двух светосильных камерах 450 и 640 мм (F/1.4). Удовлетворительное поле небольшое, около 3° диаметром. Для этих камер масштаб соответственно 5/7 и 4/0 (в мм). Снимки были получены на пластинках Истмен Кодак 103aE в комбинации с красным фильтром KC5 (область пропускания приблизительно λ 6330 — λ 6600).

В настоящее время возникает необходимость дать один сводный список туманностей, сделав его более удобным для пользования. Кроме того, в этом сводном пересмотренном списке содержится много новой информации.

В прежних списках мы часто слишком детализировали обозначения туманностей. Теперь представляется более целесообразным дать меньше номеров, объединив вместе, когда это возможно, несколько деталей или туманностей. Однако могут быть различные мнения, как далеко можно идти в этом отношении.

Кроме того, трудность каталогизации туманностей связана отчасти с наличием заметного эмиссионного фона почти всюду в очень низких галактических широтах. Это хорошо видно на фотографиях Атласа обсерватории [3]. В частности, почти сплошной фон выявляется в Сугн от 19^h35^m до 20^h45^m по α и от 32° до 48° по δ , а также в Септ от 22^h0^m до 23^h15^m по α и от $+58^\circ$ до 63° по δ . В прежних списках некоторые

из более заметных деталей этого эмиссионного фона были обозначены как отдельные туманности, но в настоящем сводном списке некоторые из них либо опущены, либо вошли как поле в ближайшие, более яркие отдельные туманности. Список не претендует на полноту. Была рассмотрена доступная часть галактического пояса большей частью в пределах $\pm 10^\circ$ по широте. Но этот предел далеко не выдержан, в особенности в зимних часах. В часах 16^h и 17^h было получено только небольшое число снимков. По причине малого масштаба почти невозможно было выявить туманности меньше $0,5-1,0$. В подавляющем большинстве снимки были сделаны только в красных лучах. Отчасти в связи с последним небольшое число туманностей может оказаться отражательными. Некоторые туманности в табл. 1 отмечены как отражательные или частично эмиссионные. Используемые для работы пластинки с течением времени постарели, и получение очень слабых туманностей сделалось невозможным.

Список туманностей представлен в табл. 1 (стр. 16). Сюда входят туманности из указанных выше четырех наших списков, несколько новых туманностей и некоторое число большей частью очень слабых или маленьких туманностей, которые мы нашли уже после появления недавнего каталога Маунт Вилсон [4]. Этот каталог был получен в начале 1954 г., когда практически уже вышел из печати наш последний небольшой четвертый список [2].

В первом столбце табл. 1 дан текущий номер нашего сводного списка. Звездочка указывает на примечание в конце табл. 1.

В 2 и 3 столбцах даны α и δ для 1900, а в 4 и 5 соответственно галактическая широта и долгота. В редких случаях координаты даны условно для более яркой части туманности. Точность положения около $1'$, иногда точность меньше.

В 6 столбце даны угловые размеры (приблизительно в двух перпендикулярных направлениях для характеристики вытянутости туманности). Размер большей частью определяется неточно. Если помимо собственно туманности имеется еще поле или имеется только одно поле, то размер заключен в квадратные скобки.

Яркость. В 7 столбце дана яркость. Для 20 туманностей была определена яркость с одной квадратной минуты дуги путем привязки к внефокальным снимкам полярной последовательности NPS (красная система величин). Наши красные величины m_r зависят от инструментальных характеристик (в частности, от спектральной чувствительности пластинок и от пропускаемого фильтром KC5 участка спектра). Точность здесь вероятно $\pm 0^m.20$. Для этих туманностей мы имели возможность освободить m_r от влияния непрерывного спектра и получить соответственно величину $m_{H\alpha}$ [5].

Так как снимки были получены вообще при одной экспозиции, то путем сравнения всех других туманностей с нашими «стандартными» туманностями мы могли грубо получить глазомерную оценку яркости. Точность здесь, разумеется, очень низка, но едва ли ошибка прево-

сходит $0^m.5$. Однако мы даем не величины, а цифры, указывающие на вероятные пределы: 1 — ярче $9^m.5$; 2 — между $9^m.4$ и $10^m.1$; 3 — между $10^m.0$ и $10^m.7$; 4 — между $10^m.6$ и $11^m.3$; 5 — между $11^m.2$ и $11^m.9$; 6 — между $11^m.8$ и $12^m.5$; 7 — между $12^m.4$ и $13^m.1$; 8 — слабее $13^m.0$.

Класс. В 8 столбце римские цифры и буквы характеризуют класс туманностей и другие особенности. Диффузные туманности столь разнообразны по своей структуре, что трудно говорить о какой-то их классификации. Однако в туманностях выявляются некоторые общие характеристики, как то: наличие волокон, внедрение темной материи, вытянутость, структура или аморфность и т. д. Вместо длинных описаний лучше давать условные обозначения, тем более что некоторые из них имеют вероятно физический смысл. К сожалению, из-за большого разнообразия мы не могли ограничиться более короткой классификацией. Мы выработали следующие условные обозначения:

- I. Иррегулярные, диффузные.
- II. Структурные с отдельными деталями.
- III. Туманности с известным сосредоточением материи по периферии в виде полного кольца или части его (периферийные).
- IV. Волокнистые: а — сплошь волокнистые, б — частично волокнистые, с — внедрение отдельных волокон.
- V. Более правильные сферические (более равномерные по яркости или с известным усилением к центру).
- VI. Очень вытянутые туманности.
- VII. Туманные звезды или маленькие туманности $\sim 1'$.
- VIII. Большие поля более или менее равномерной яркости.

Для указания на внедрение темной материи (туманности, глобулы, темные волокна) к классу прибавляется буква d. Представляется затруднительным указать отношение этой условной классификации к другим предложенным классификациям (хотя между ними есть нечто общее).

Обозначение. В последнем столбце даны обозначения туманностей: NGC, IC, наши старые номера с буквой S (Симеиз) впереди [1, 2], W [4], Mi I и Mi II [6], H [7, 8], McD [9], Ced [10], St [11]. Необходимо сделать несколько замечаний относительно наших более старых обозначений. Например, согласно IC, имеется круглая туманность и скопление IC 1805. Но IC 1805 окружена очень большим эллипсом, и эта деталь обозначена была как S3. Кроме того, в окрестности имеется несколько отдельных деталей, которые получили отдельные обозначения. Другим примером является NGC 6604 (согласно описанию NGC является скоплением, а не туманностью). Что касается туманности здесь, то нами были отмечены три образования различного рода: Mi I₈, S 190 и S 191 (№ 141 табл. 1). Шарплесс дает лишь один номер 41 и указывает на идентификацию с NGC 6604.

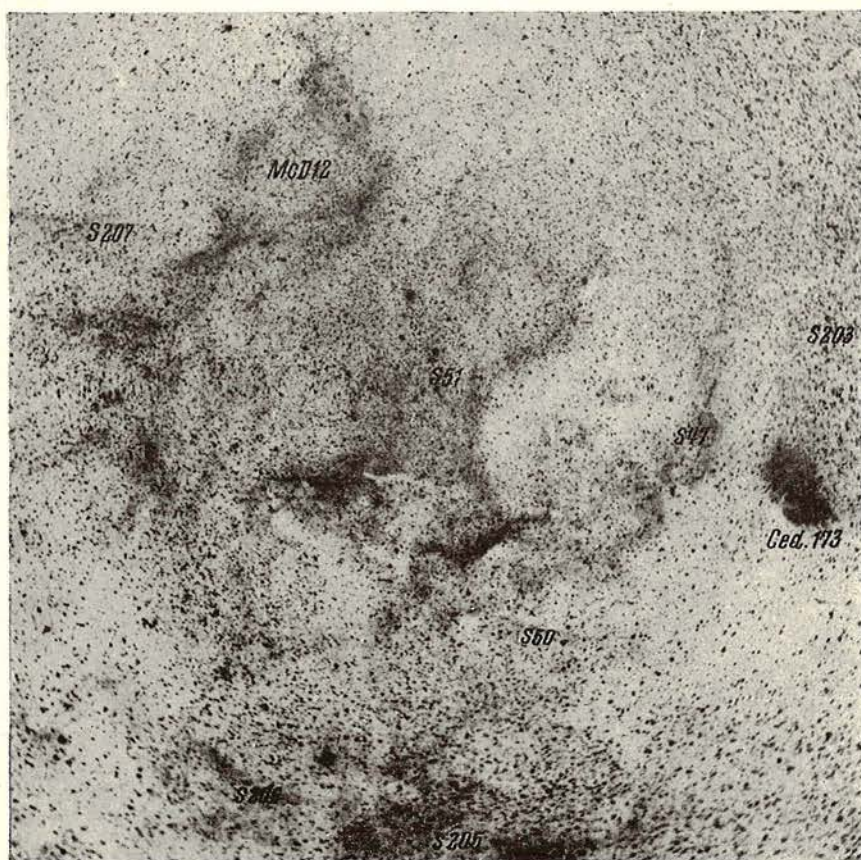
* Для этих туманностей яркость в 7 указана не для центра.

В наших прежних списках несколько старых номеров S около 18^h — 24^h оказались полями звезд, S31, S121 нереальны. Несколько маленьких туманностей могут оказаться отражательными или частично отражательными. Несколько объявленных номеров мы могли идентифицировать позже с другими источниками.

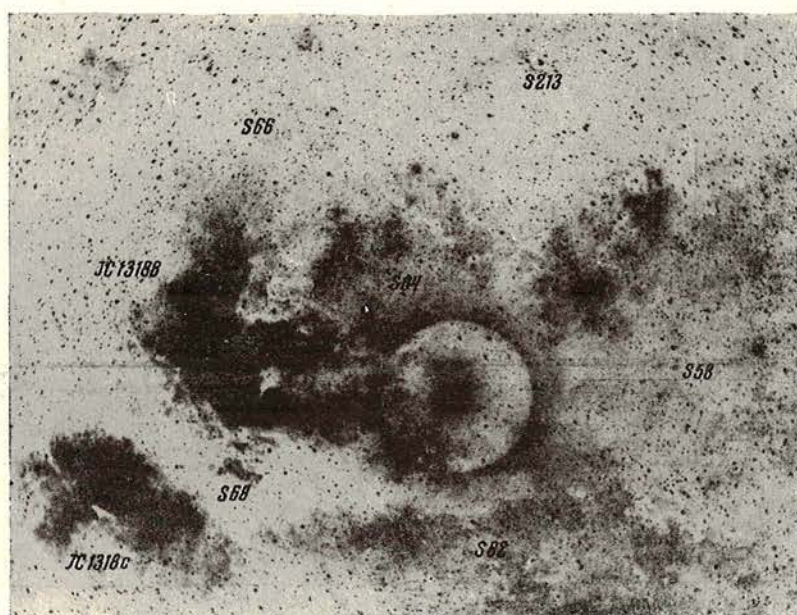
Возбуждающие звезды. Возбуждающие звезды могут быть уверенно указаны в тех случаях, когда звезды O, B0, B1 находятся более или менее в центральной области. В других случаях мы сталкиваемся с трудностями. Очень часто звезды O, B0, B1 находятся далеко от центра, на краю туманности или даже вне ее, хотя и близко. Вероятность того, что мы имеем здесь лишь случайную угловую близость на картинной плоскости невелика, и поэтому и в этом случае в подавляющем большинстве указанные звезды также являются возбуждающими. Совсем трудно решить вопрос о возбуждающих звездах, когда угловое расстояние достигает 1° и больше. На расстоянии 1000 пс 1° соответствует 18 пс и туманность все еще большей частью будет находиться в сфере ионизации звезд O, B0. Однако эффект случайной близости играет уже значительную роль, и в этом случае возбуждающие звезды указаны тогда, когда имеются основания считать, что звезда и туманность сравнительно не далеки от нас. В табл. 2 (стр. 26) дан список туманностей, для которых могли быть более или менее уверенно указаны возбуждающие звезды. Более сомнительные случаи отмечены двоеточием. Указаны лишь звезды класса W, O, B0, B1 и в очень редких случаях B2. Для указанных звезд класс взят из различных источников (в основном Mt. Wilson, Yerkes-McDonald, Lick, Victoria). Из определений класса по снимкам с объективной призмой были использованы почти исключительно только HD и HDE. Если возбуждающих звезд много, то иногда приведены только некоторые. Как видно, только приблизительно для 54% туманностей могли быть отмечены возбуждающие звезды. Однако это далеко не означает, что остальные туманности (46%) не имеют возбуждающих звезд. Во-первых, мы не рассматривали звезды B2—B5, которые ошибочно могли быть классифицированы как слишком поздние. Но еще более вероятно, что для многих туманностей возбуждающие звезды слабее 9.5, а таких звезд класса B0 классифицировано немного. Если туманность находится на расстоянии 1500 пс и межзвездное поглощение равно 3^m , то возбуждающая звезда B0 будет слабее 9.5. Наконец, в немалом числе случаев, когда расстояние меньше 1 кпс, даже при угловом расстоянии в 1.5° туманность будет находиться в сфере ионизации звезд O, B0.

Номера звезд меньше 200 000 относятся к HD, а свыше 200 000 к HDE. Другие источники, кроме BD, суть: RVC [12], J-M [13], M [14], Hubble [15].

Фотографии. С целью облегчения нахождения туманностей мы даем табл. 3, стр. 29, содержащую ссылки на различные фотографии. Однако ссылки могли быть даны только для 154 номеров табл. 1.



a

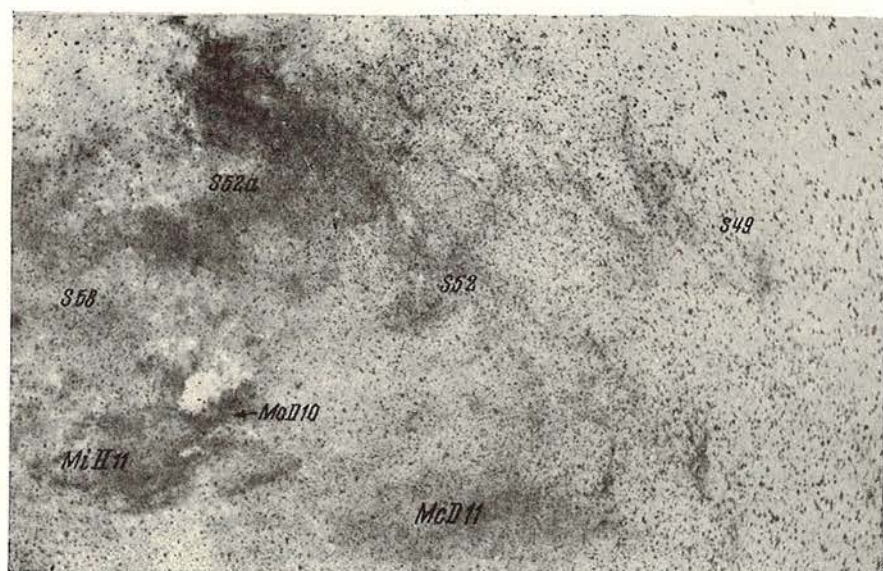


b

Фиг. 1.



a

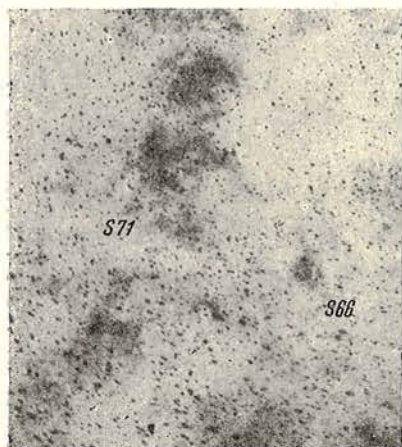


b

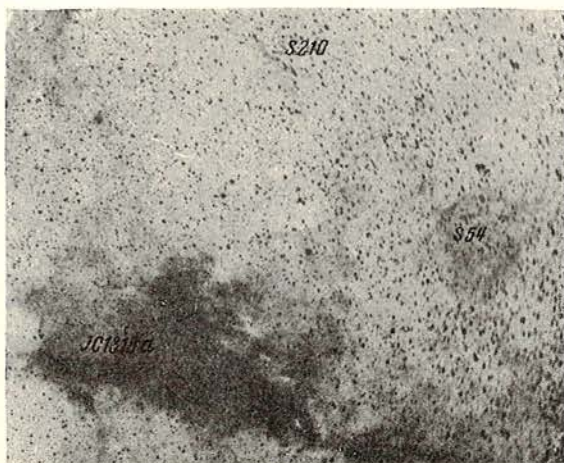
Фиг. 2.



a



б



б

Фиг. 3.



a

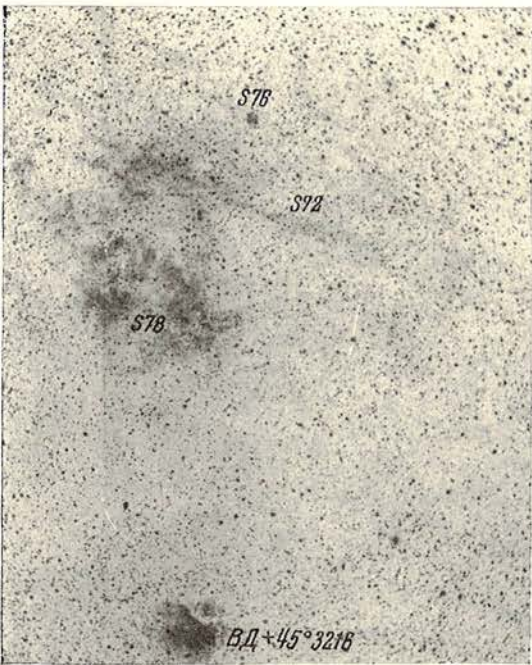


b

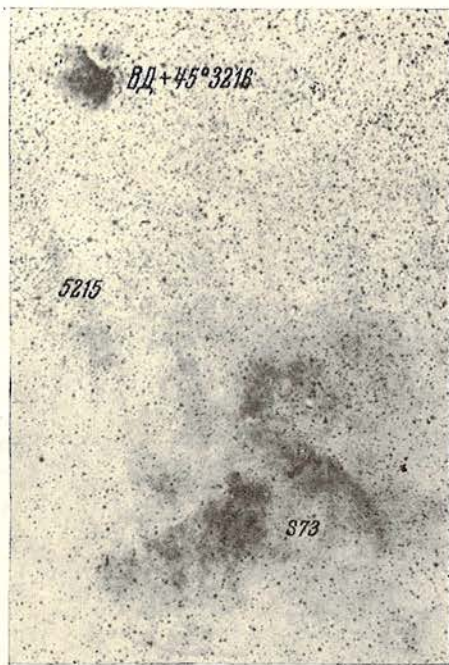


b

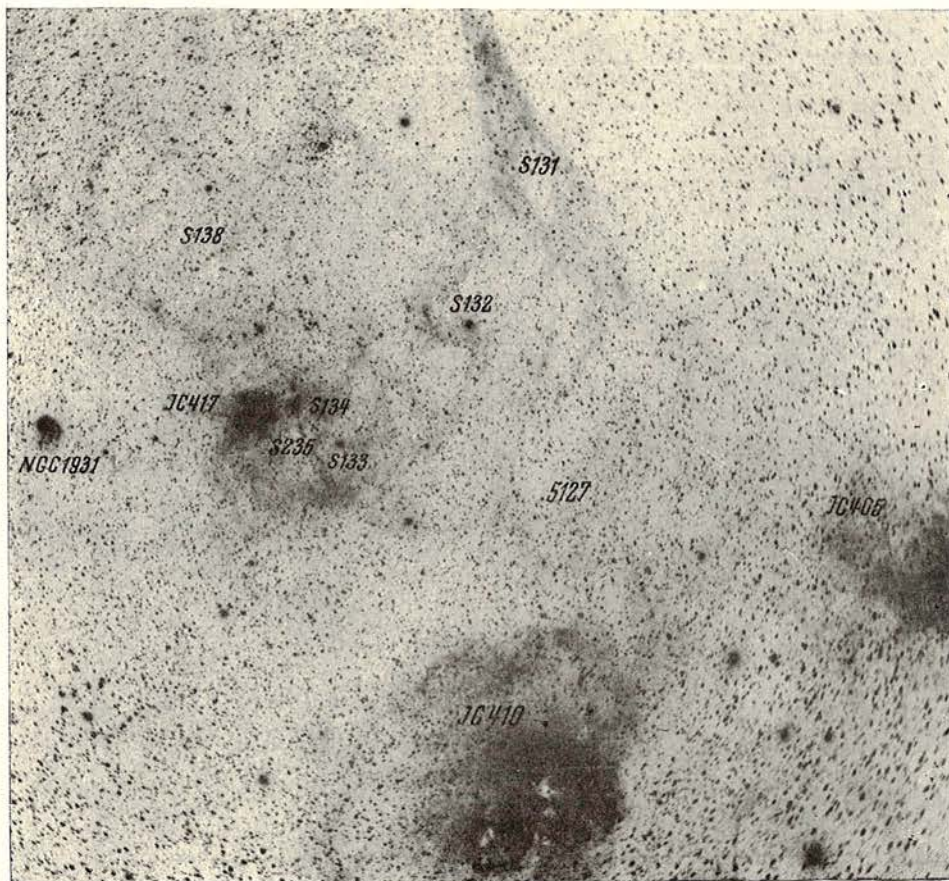
Фиг. 4.



a

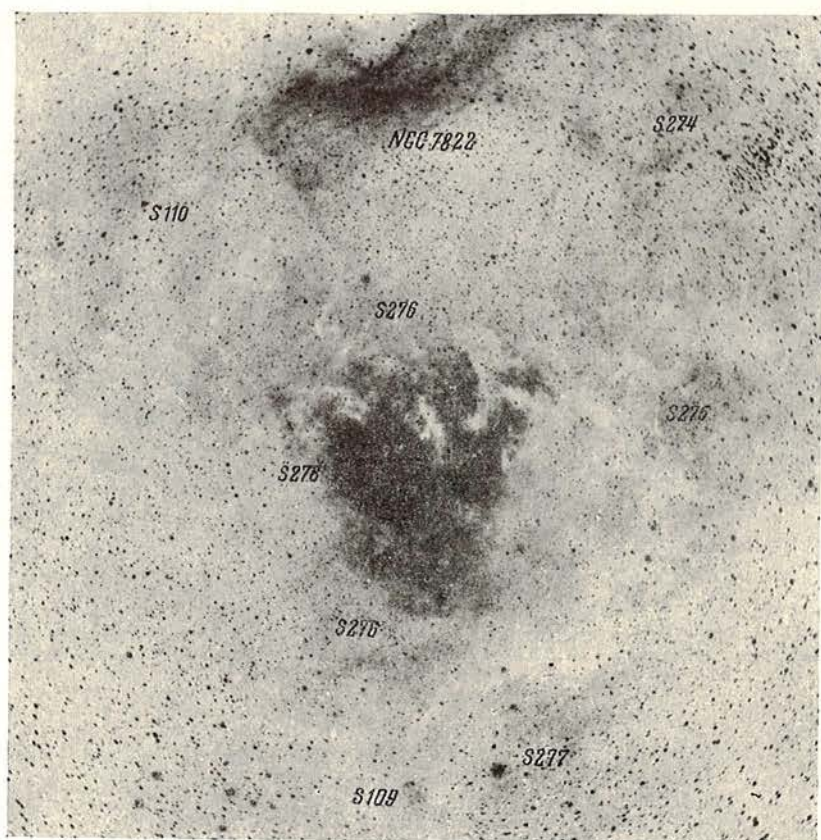


b

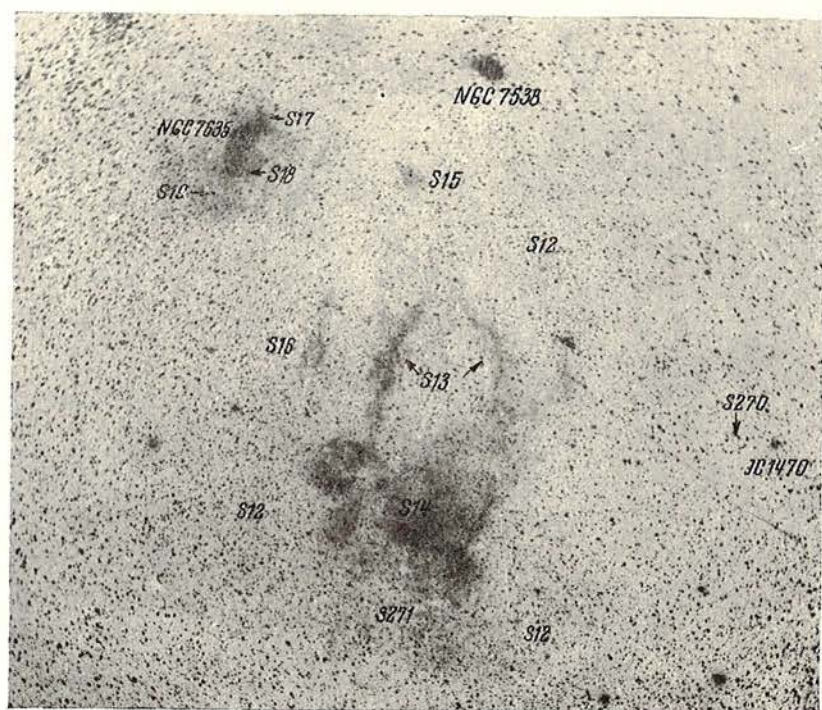


b

Фиг. 5.

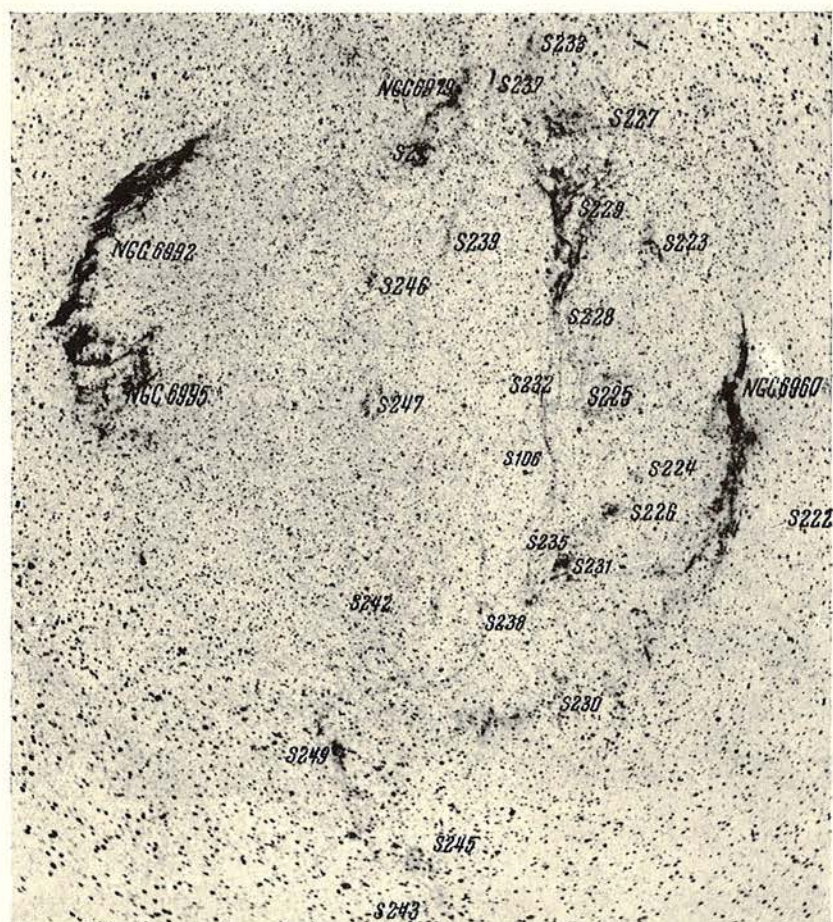


a



b

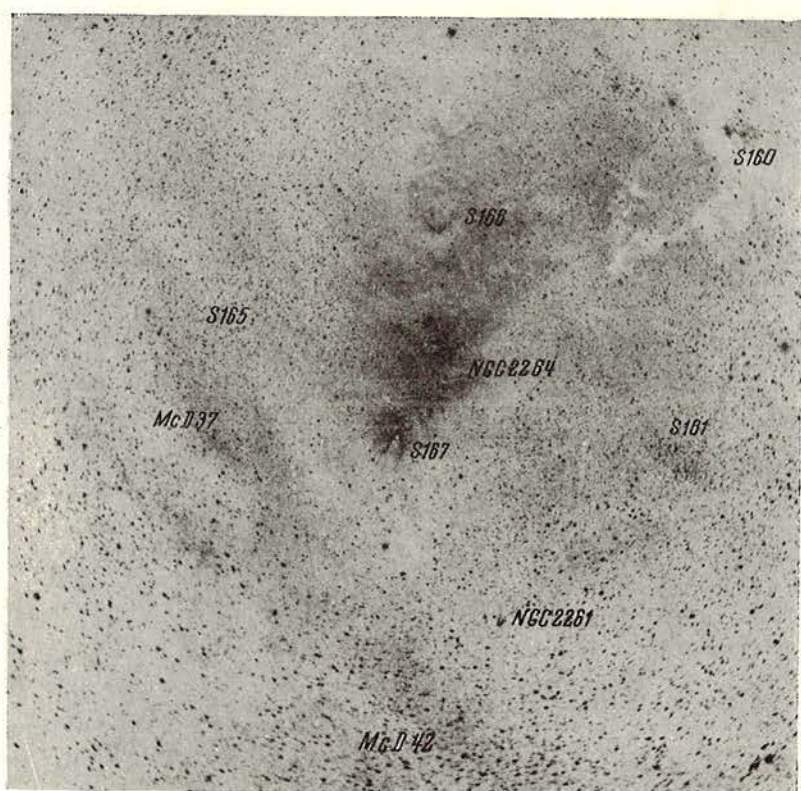
Фиг. 6.



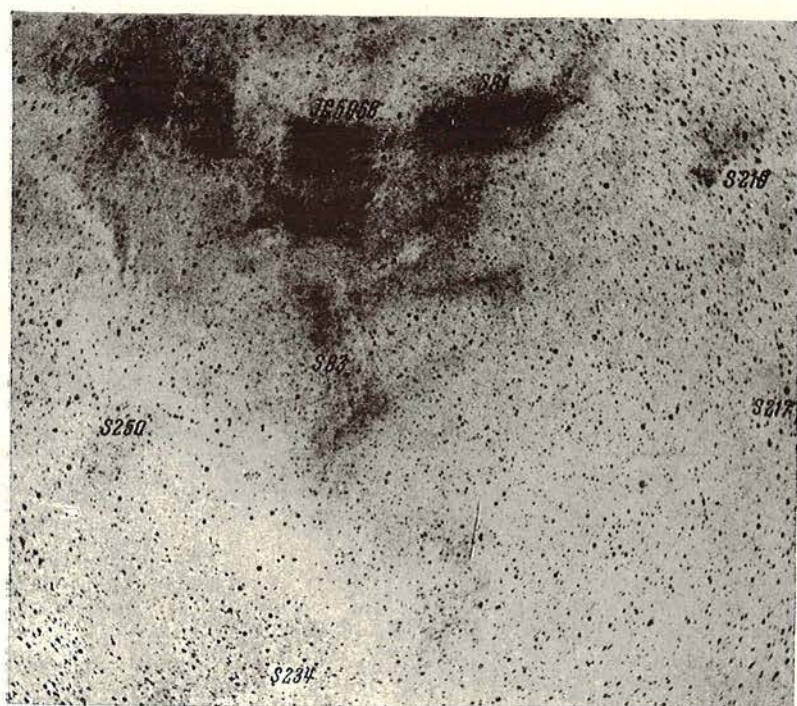
a



b



α



б

Фиг. 8.

Условные обозначения источников суть следующие:

1. А: Атлас диффузных газовых туманностей [3].
2. VI, VII, IX, X, XI: тома Известий Крымской астрофизической обсерватории с указанием номера фигуры [1, 2].
3. АЖ: Астрономический журнал.
4. ФР: Атлас газово-пылевых туманностей [16].

Кроме того, к настоящему каталогу приложены 8 листов с фотографиями туманностей, в основном для областей, где туманности более скучены, как, например, в Лебеде. В табл. 3 они имеют обозначения, например, ф5-в, т. е. фиг. 5в.

Сводка всех списков туманностей в один общий каталог была сделана уже после смерти В. Ф. Газе. Работа была выполнена при очень деятельном участии Е. И. Иосько и Л. П. Метик.

1 марта 1955 г.

Литература

1. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1950.
2. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 93, 1951; 9, 52, 1952; 11, 39, 1954.
3. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. 1952.
4. S. Sharpless. Ap. J. 118, 362, 1953.
5. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Е. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 64, 1954.
6. R. Minkowsky. P. A. S. P. 58, 305, 1946; 59, 257, 1947.
7. B. Bok., M. Bester, C. Wade. Prelim. results of a H_{α} Survey. Harv. Col. Obs., 1953.
8. B. Bok, M. Bester, C. Wade. Catalogue of H(II) regions. Dacdalus. Proc. Amer. Acad. Arts a. Sc., 9, 1955.
9. O. Struve, C. Elvey a. o Ap. J. 88, 364, 1938; 89, 119, 517, 1939; 90, 301, 1939.
10. S. Cederblad. Med. Lunds astr. obs., series II, № 119, 1946.
11. W. Strohmeier, Zs. f. Ap. 27, 49, 1950.
12. R. Wilson. Gen. Catal. of stellar rad. velocities, 1953.
13. H. Johnson, W. Morgan. Ap. J. 119, 349, 1954.
14. P. Merrill. Ap. J. 98, 1958, 1943.
15. P. Hubble. Ap. J. 56, 162, 1922.
16. В. Г. Фесенков, Д. А. Рожковский. Атлас газово-пылевых туманностей. 1953.

Таблица 1

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Ярность	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	^{h m} 0 2,3	+64° 24'	85,9°	+ 2,7	~2'		II	W118
2*	15,3	+58 45	86,8	— 3,1	~4'	6	II	S20
3	16,4	+61 10	87,2	— 0,7	~30'	6	IIId	S21, W121
4	21,7	+64 9	88,0	+ 2,2	2'		VII	W122
5	25,9	+61 55	88,4	0,0	~40'		I	W124
6	31,5	+62 57	89,0	+ 1,0	2'		VII	W125
7	34,6	+62 19	89,4	+ 0,3	1'		VII	W126
8	46,8	+56 5	90,9	— 5,9	32' × 28'	^m 10,8	IIId	NGC281
9*	54,0	+60 27	91,7	— 1,5	~2°	4,5	I, IVc	IC59, IC 63 и др.
10	1 0,1	+72 59	91,5	+11,0	4'	8	I	S280
11	16,5	+61 20	94,4	— 0,4	6' × 3'	7	II, IVb	S113, W133
12*	24,3	+57 51	95,9	— 4,0	8'	4	IVa	S22, W134
13*	47,4	+72 48	95,0	+11,5	~1'	8	VII	S281
14*	2 14,8	+61 24	101,1	+ 1,4	14' × 8'	6	I	S114
15*	18,4	+61 35	101,4	+ 1,8	30' × 28'	^m 10,7	IIId	IC1795 и др.
16*	24,5	+61 2	102,3	+ 1,5	88' × 67' [3°3 × 3°3]	^m 11,1	III, IIId IVb	IC1805, S3 и др.
17	29,3	+59 12	103,6	+ 0,1	~2'		I	W137
18*	34,0	+61 30	103,2	+ 2,4	110' × 10'	7	VI, IYb	S4
19	34,8	+59 12	104,2	+ 0,4	5'		I	W139
20	39,4	+61 29	103,7	+ 2,7	2'	7	V?	S116, W140
21	39,4	+61 32	103,8	+ 2,7	~1'		Y?	W141
22	39,7	+61 33	103,8	+ 2,7	~2'		I, II	W142
23*	42,2	+59 19	105,0	+ 0,9	10' × 8'	7	II	S5
24	43,8	+61 48	104,1	+ 3,2	5' × 5'	7	Y	S23
25	45,0	+59 52	105,1	+ 2,6	60' × 50'	4	III, IIId, IYb	IC1848
26*	51,0	+60 8	105,9	+ 2,2	40' × 30'	4	IIId, IYb	S6
27	55,2	+60 6	106,1	+ 2,4	3'	6	II	S24
28	3 12,3	+66 35	104,4	+ 8,9	~0,5	8	VII	S282
29*	12,4	+60 25	107,8	+ 3,7	120' × 88'	8	YIIId	S147, S118
30	22,5	+68 2	104,4	+10,6	~2'	8	I	S283
31	3 32,7	+31 55	127,5	—17,4	50' × 40'	8	Id, II	McD34
32*	37,1	+67 47	106,6	+11,45	25' × 10'	8	I	IC342
33	38,0	+69 49	104,4	+12,6	1,5 × 0,5	7	I, YI	S284
34	48,1	+52 21	116,5	+ 0,2	103' × 40' [2° × 2°]	8	I, YIII	S285, S286
35	50,7	+68 14	106,6	+12,7	~0,5	6	VII	NGC1469
36*	55,8	+51 2	118,3	0,0	25' × 20'	3,6	IIId, I	NGC1491, S25
37	56,0	+36 5	128,4	—11,0	5°1 × 1°0	^m 11,0	VI, IVb, IIId	NGC1499
38*	57,3	+69 29	105,9	+13,8	~3'	7	I	IC356
39	4 3,9	+50 52	119,3	+ 0,8	6'	7	II	S26
40*	6,2	+27 21	136,3	—15,8	~1'	8	VII	S119 (IC359)

Таблица 1 (Продолжение)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	О
1	2	3	4	5	6	7	8	9
41	$h \ m$ 4 11,4	$^{\circ} \ ' \ ''$ +52 46	118,8	+ 2,9	$\sim 0,5$	7	I?	S287
42	11,7	+52 54	118,8	+ 3,1	4'	7	V	S28
43	15,7	+28 13	137,2	-13,6	$3' \times 1'$	7	I	BD + 28°645
44	23,0	+52 28	120,3	+ 4,0	$16' \times 14'$	8	I	S29
45*	31,9	+50 22	122,8	+ 3,6	$\sim 2,5$	3	II	S120
46*	32,8	+50 15	123,0	+ 3,6	7'	3	V	NGC1624
47	33,9	+25 34	141,9	-12,2	$3' \times 2'$	7	I	IC2087
48	38,1	+46 38	126,3	+ 1,9	$60' \times 15'$	8	I, VI	S288
49	48,6	+47 14	127,0	+ 3,7	$\sim 2,5$	7	V?	S30
50	51,2	+47 48	126,8	+ 4,4	$10' \times 6,5'$	7	I	S32
51	5 4,2	+37 50	136,2	+ 0,3	2'	6	V	S123
52	6,5	+37 21	136,9	+ 0,4	$8' \times 6'$	4	V, I	Mi112
53*	7,5	+34 0	139,7	- 1,4	$130' \times 48'$	6	VI, IVb, VIII	S124, S125, S126
54*	9,7	+34 12	140,1	- 1,0	$40' \times 36'$	4	IIId, IVb	IC405
55*	16,0	+33 24	141,2	- 0,3	$70' \times 64'$	4	IIId, IVb	IC410, S129, S130
56*	16,3	+ 8 20	162,4	-14,2	16'	7	I, IVc	BD + 8°933
57*	18,0	+34 30	140,5	+ 0,6	$[240' \times 190']$	8	VIII	
58	18,5	+35 25	139,8	+ 1,2	$60' \times 19'$	6	VI, IVc	S131
59	19,4	+34 46	140,5	+ 1,1	$16' \times 12'$	6	II	S132
60*	21,2	+34 20	141,0	+ 1,1	$40' \times 40'$	3,6	II, IVc	IC417, S133 и др.
61*	24,0	+34 45	141,0	+ 1,8	$60' \times 40'$	8	I, VI	S138
62	24,8	+34 10	141,6	+ 1,6	5'	3	I, V?	NGC1931
63	25,7	+12 18	160,2	-10,1	$120' \times 30'$	6	IVa, IIId	S139
64*	29,7	+ 9 52	162,8	-10,5	$8^{\circ} \times 7^{\circ}$	7,8	III, IIId, IVb, I	S153, S136 и др.
65*	30,0	- 5 5	176,3	-17,8	$[\sim 3^{\circ}]$	7	IIId, VIII	NGC1976 и др.
66	30,4	- 5 27	176,6	-17,9	$60' \times 50'$	m 5,8	IIId, IVb	NGC1976
67	30,5	- 4 54	176,1	-17,6	$20' \times 20'$	m 10,1	IIId, IVb	NGC1977
68	30,6	- 5 20	176,6	-17,5	$10' \times 8'$	m 6,5	IIId	NGC1982
69	30,8	+34 40	141,8	+ 2,9	$40' \times 40'$	8	I	S142
70*	31,4	+31 56	144,2	+ 1,6	$\sim 0,5$	8	V	NGC1985
71	31,9	+35 48	141,0	+ 3,7	~ 1	6	V	S145
72*	32,0	- 2 0	173,6	-15,9	$2,5' \times 2^{\circ}$	8	VIII	S141, S148
73	32,5	+35 52	141,0	+ 3,9	$12' \times 5'$	7	I	S146
74*	32,8	+27 56	147,7	- 0,3	$\sim 3^{\circ}$	8	IVa	S147, S151 и др.
75	34,3	+33 0	143,6	+ 2,7	$40' \times 8'$	8	I, VI	S150
76	34,3	+35 48	141,3	+ 4,2	$8' \times 6'$	3	II	MiI ₂
77*	34,8	+27 0	148,8	- 0,4	$\sim 2,4$	7	IVa	S151
78	35,8	+36 8	141,1	+ 4,6	$40' \times 36'$	7	IIId, VI	S152
79	35,9	- 1 33	173,6	-14,8	$6,0' \times 5,0'$	m 12,0	V	IC432
80	36,0	- 2 28	174,6	-15,3	$120' \times 40'$	m 10,7	IVb, V, Id	IC434

Таблица 1 (Продолжение)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
81*	$h\ m$ 5 36,7	$^{\circ}\ ' \ ''$ — 2 17	$^{\circ}$ 174,5	$^{\circ}$ —15,0	$\sim 3'$	m 10,8	II	NGC2023
82*	38,8	+ 9 6	164,7	— 9,0	$\sim 36'$	8	IVa	S304
83	45,7	+27 1	150,0	+ 1,6	$\sim 7'$	8	I	S156
84*	6 2,5	+20 40	157,4	+ 1,8	$\sim 1'$	6	I	S279
85	6 2,5	+21 38	156,6	+ 2,3	$8' \times 7'$	8	V	S33
86*	3,3	+15 48	161,8	— 0,4	$24' \times 24'$	6	III, IVb	McD43, S34
					$[50' \times 30']$		I	
87	4,0	+20 30	177,8	+ 2,0	$36' \times 28'$	4	IIId, III, IVb	NGC2175
88*	6,5	+18 3	160,2	+ 1,3	$8' \times 6'$	6	I	S35
89*	6,7	+17 59	160,3	+ 1,4	$\sim 0,3$	6	I	S36
90*	6,8	+18 1	160,3	+ 1,4	$2' \times 1,8$	4	V	S37 (MiII ₄)
91*	7,1	+18 1	160,3	+ 1,4	$2,4$	3	V	IC2162
92	9,1	+13 52	164,6	— 0,3	$4,5' \times 3'$	4	II	MiI ₃
93	10,2	+14 17	163,9	— 0,1	$5'$	8	I	S289
94*	11,2	+22 37	156,7	+ 4,5	$75' \times 30'$	6	IVa	S38, S39, S41
95*	11,2	+22 39	156,7	+ 4,5	$36' \times 36'$	4	III, IVa	IC443, S40
96	15,9	+23 5	156,8	+ 5,7	$48' \times 42'$	6	I	S42
97*	27,5	+ 5 0	174,1	— 0,4	$100' \times 90'$	3;6	III, IVb, IIId	NGC2237 и др.
					$[2^{\circ} \times 2^{\circ}]$			
98*	29,0	+ 2 40	176,4	— 1,2	$64' \times 44'$	5	II, I	St27, S158
99	30,4	+11 56	168,4	+ 3,5	$40' \times 18'$	7	I	S159
100	31,0	+10 50	169,4	+ 3,1	$11' \times 7'$	6	II	S160
101*	32,7	+ 1 33	177,6	+ 0,9	$31' \times 12'$	5	VI, IVb	S163
102*	33,5	+ 9 50	170,6	+ 3,2	$130' \times 120'$	5	IIId, I, IVc	NGC2264, NGC2261 и др.
103*	34,0	+ 9 5	171,4	+ 2,9	$250' \times 60'$	8	VI, I	S165, McD37 и др.
104	38,6	+ 6 35	174,0	+ 2,8	$50' \times 30'$	7	IIId, I	S168, McD55, St22
105	55,8	— 8 43	189,6	— 0,6	$4'$	7	II	S290
106	57,3	—11 6	191,8	— 1,5	$11'$	7	I	S169
107	57,9	—11 19	192,1	— 1,4	$6'$	8	I	S170
108*	59,6	—11 15	192,2	— 1,0	$1,5$	6	I	NGC 2327?
109*	59,8	—10 18	191,4	— 0,5	$24' \times 22'$	4	IIId	IC2177, St 18
110*	7 0,6	—12 11	193,0	— 1,2	$3' \times 2'$	4	IIId	BD—12°1771
111*	1,0	—10 30	192,0	— 0,4	$150' \times 60'$	4	VI, IIId, I	S172, S173
112	3,7	— 4 8	186,4	+ 3,3	$\sim 1'$	3	I	IC466
113	5,0	— 9 8	191,0	+ 1,2	$[>3^{\circ}]$	8	VIII	S171, S174
114	10,8	—10 35	192,9	+ 0,8	$55' \times 10'$	8	VI, I	St9
115	11,6	— 9 15	191,9	+ 2,5	$6' \times 5'$	4	II	St8, H6
116*	13,8	—13 3	195,4	+ 1,2	$20' \times 13'$	4;6	III, IVb	NGC2359, S175
117	7 18,0	—26 0	207,3	— 4,3	$\sim 4^{\circ}5$	8	VI, I, IVc	H11
118*	16 13,7	—24 58	319,3	+16,2	$45' \times 14'$	7	I, IVc	S176, S177
119*	17 13,4	—35 53	318,8	— 0,6	$50'$	2	IIId, IVc, III	NGC6334
120	18,5	—34 6	320,9	— 0,5	$90'$	2	IVa, II, III	NGC6357

Таблица 1 (Продолжение)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
121	$h \ m$ 17 28,1	$^{\circ} \ ' \ ''$ -32 31	323,3	-1,3	120'		III, IIId, IVc	NGC6383
122*	43,0	-20 20	335,5	+2,4	$\sim 1'$	4	VII	NGC6440
123	47,7	-24 58	332,0	-1,0	75' $\times$ 45'	6	I	S181, W19, H332,01
124*	54,4	-23 15	334,3	-1,4	45' $\times$ 35'	5	I	S182, W21
125*	56,5	-23 2	334,7	-1,7	20' $\times$ 18'	m 8,7	IIId, V	NGC6514=M20
126	57,6	-24 23	333,6	-2,6	94' $\times$ 47'	m 8,1	IIId, IVb	NGC6523=M8
127	59,2	-7 36	348,0	+5,3	2,5' $\times$ 2,5'	4	II	NGC6539
128	18 0,6	-14 12	342,9	+1,8	19' $\times$ 12'	7	I	S185
129	1,0	-21 50	336,3	-2,0	170' $\times$ 30'	6	I	S186
130*	3,4	-23 50	334,8	-3,5	45' $\times$ 40'	5	I, II	S188, W27
131	4,5	-16 50	341,0	-0,3	3'		I	W28
132*	5,3	-7 14	349,5	+4,3	3' $\times$ 2'	7	I	IC1276
133	6,2	-17 46	340,4	-1,1	15'		I	W31
134	9,9	-20 17	338,6	-3,1	20'		I	W32
135	10,1	-18 16	340,4	-2,2	90'		I	W33
136	10,7	-17 26	341,2	-1,9	15'		I	W34
137	11,0	-16 45	341,9	-1,6	62' $\times$ 40'	5	Id	IC4701, W35
138	11,0	-18 41	340,2	-2,6	3'		I	W37
139*	11,2	-19 54	339,1	-3,2	$\sim 2'$		I	NGC6590, W38
140*	11,7	-19 42	339,4	-3,2	17' $\times$ 14'	5	I	IC1284
141*	13,0	-12 5	346,2	+0,2	122' $\times$ 80'	3;4;5	II, IVb	Mil ₈ , S190, S191 S191
142*	13,2	-13 50	344,7	-0,7	55' $\times$ 28' 90' $\times$ 45'	m 9,2	IIId, IVb VIII	NGC6611, S189
143	14,0	-15 0	343,7	-1,4	[100' $\times$ 40']	6	VIII	S192
144*	14,2	-16 4	342,8	-2,0	25'	4	II, IVb	IC4706, 4707, S193
145	15,0	-16 13	342,6	-1,8	51' $\times$ 30' [60' $\times$ 45']	m 8,1	IIId, IVc [VIII]	NGC6618
146	16,6	-14 36	344,9	-1,8	12' $\times$ 10'	5	I	S194, W44, H344,01
147	19,7	-13 15	342,9	-1,8	15' $\times$ 15'	7	II, IVb	S195, W45
148	19,7	-14 46	344,6	-2,5	$\sim 35'$		II, IVc	W46
149	19,9	+0 49	358,3	+4,8	7' $\times$ 4'	8	I	S291
150	25,6	-9 47	349,7	-1,4	7'		I, II	W48
151	26,0	-8 32	350,8	-0,9	8'		I, II	W49
152*	26,1	-2 60	356,5	+2,1	15' $\times$ 8'	8	II	S292
153	27,7	-5 6	354,0	+0,3	2'			W51
154	31,5	-6 49	353,0	-1,2	17' $\times$ 14'	6	II, I	S198, W52
155	32,4	-7 25	352,6	-1,8	20'			W53
156	39,1	-0 26	359,4	+0,1	10' $\times$ 8'	8	I	S293, W55
157	39,2	-3 14	357,1	-1,3	25'			W54
158	40,3	-2 8	358,1	-1,1	$\sim 8'$	7	I	S294, W56
159	41,7	-3 52	356,8	-2,2	9' $\times$ 2'	7	IVc	S296, W57
160*	49,3	-8 55	353,1	-6,2	$\sim 1'$	6	I	IC1295
161	56,9	+2 1	3,8	-2,8	3' $\times$ 2'	3	II	Mil ₁₀

Таблица 1 (Продолжение)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
162	$h \ m$ 18 58,6	$^{\circ} \ ' \ ''$ +13 59	$^{\circ}$ 14,5	$^{\circ}$ +2,5	12'		I	W60
163*	19 26,0	+18 3	21,3	-1,3	$\sim 6'$	7	I	Ced168
164	28,5	+10 25	14,9	-5,5	$\sim 2'$	7	I	S297
165*	36,3	+27 4	30,2	+1,3	$\sim 1'$	7	VII	NGC6813
166	39,0	+23 3	27,1	-1,4	40' x 30'	5	IIId	NGC6820, S199= =W65, S200
167*	42,2	+24 32	28,8	-1,2	10' x 6' [50' x 40']	8	I	S201, W67
168	42,4	+25 6	29,3	-0,9	18' x 10'	5	I, II	S43, W66
169*	42,8	+27 57	31,9	+0,4	20' x 16'	7	I	S44, W68
170*	44,5	+18 9	23,6	-5,0	8' x 4'	6	II	S202
171	45,0	+26 36	30,9	-0,6	6' x 4'	4	II	S45, W69
172	45,9	+26 13	30,6	-1,0	5'			W70
173	50,9	+26 57	31,9	-1,5	$\sim 1'$	6	I	MiI ₁₄
174	53,6	+38 22	41,8	+4,2	40' x 5'	7	VI, I	S46
175	56,3	+35 3	39,2	+1,9	10' x 18'	4	IIId	Ced 173
176	57,4	+32 53	37,6	+0,6	80' x 35'	7	VIII	S204
177*	20 0,8	+33 53	30,8	+0,5	115' x 20'	5	VI, II	S205 S206
178	0,8	+40 35	44,4	+4,2	110' x 25'	5	IVb, VI	S49
179*	2,2	+35 32	40,3	+1,2	160' x 160' [339 x 337]	5	IIId, IVb, [VIII]	S47, McD12 и др.
180	5,3	+39 30	44,0	+2,9	60' x 20'	5	II, I	McD11
181	6,5	+38 40	43,4	+2,2	80' x 32'	4	IVb	S53
182*	6,5	+40 26	44,9	+3,3	90' x 50'	5	I, IVc	S52
183	7,0	+44 30	48,3	+5,5	$\sim 7^{\circ} 3$	5;7	IVa	S48, S108
184	8,0	+41 40	46,1	+3,8	20'	6	II, IVb	S54
185*	8,4	+38 3	43,1	+1,7	19' x 9'	3	III, IVa	NGC6888
186*	8,8	+40 43	45,4	+3,1	40' x 35'	4	IIId	S52a
187	10,0	+39 42	44,4	+2,0	48' x 22'	4	IIId, IVb	NeD10, MiII ₁₁
188	10,6	+33 31	39,7	-1,4	60' x 12' [2° x 1°]	7	VI, I, [VIII]	S208
189	10,6	+42 28	47,0	+3,8	$\sim 15'$	7	IVa	S210
190*	12,4	+47 24	51,2	+6,4	120'	6	IVa	S107
191	12,8	+43 27	48,0	+4,0	$\sim 25'$	4	IIId, VI	S57
192	13,3	+40 3	45,3	+2,0	60' x 70'	5	IIId, I	S58
193	13,6	+41 38	46,6	+2,8	58' x 22'	3	II	IC1318a
194*	14,1	+37 43	43,5	+0,5	70' x 45'	6	I, II	S56, S211
195	14,2	+36 28	42,4	-0,3	6' x 6'	4	IIId	S59
196	15,1	+38 50	44,5	+1,0	120' x 40'	4	IIId, VI	S55, S61
197	17,0	+36 42	43,0	-0,6	30' x 20'	6	I	S212
198	17,0	+41 2	46,5	+2,0	24' x 10'	5	IIId, IVb	S213
199	19,2	+38 14	44,5	0,0	45' x 30'	6	I	S63
200*	20,4	+49 9	53,4	+6,3	100' x 12'	8	VI, I	S214
201*	20,6	+39 51	46,0	+0,7	120' x 100'	10,5	IIId	IC1318b, S60 и др.

Таблица 1 (Продолжение)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
202	$h \quad m$ 20 21,5	$^{\circ} \quad ' \quad ''$ +43 0	$^{\circ}$ 48,0	$^{\circ}$ + 2,5	205' × 130'	m 4	IVa	S67
203	23,7	+37 5	43,7	— 1,1	~0,5	7	VII	Mil19
204*	24,5	+38 46	45,6	— 0,5	70' × 60'	6	Id	S69, S70
205	24,7	+42 24	48,5	+ 1,7	120' × 32'	5	IId	S71
206	25,2	+39 29	46,2	— 0,2	50' × 30'	m 10,4	IId	IC1318c
207	27,7	+43 49	49,9	+ 2,1	64' × 56'	5	IId, IVc	S73
208	28,8	+39 51	46,9	— 0,5	12' × 10'	7	I	S74
209	29,5	+47 1	52,6	+ 3,8	~2'	6	V, II	S76, W80
210	29,8	+42 30	49,1	+ 1,0	~70'	5	IId, I	S75
211	30,0	+39 39	46,9	— 0,8	5' × 4'	6	II	S77
212	30,5	+45 19	51,4	+ 2,6	12' × 10'	3	IId	BD + 45°3216
213	30,5	+47 12	52,9	+ 3,8	72'	7	VI, IVa	S72, S79
214	31,2	+44 39	51,0	+ 2,1	50' × 28'	7	II	S215
215	31,5	+46 35	52,3	+ 3,6	48' × 35'	5	IId	S78, W82
216*	32,7	+40 17	47,8	— 0,8	18' × 12'	6	IVa, I	S80
217*	33,6	+48 17	54,1	+ 4,6	130' × 50'	8	VI, I	S216
218	35,4	+41 47	49,2	— 0,3	30' × 22'	7	IId	S217, W83
219	39,0	+42 40	50,4	— 0,2	28' × 17'	7	II	S219
220	40,0	+38 55	47,6	— 2,8	75' × 60'	6	IId [VIII]	S220, S221
221*	41,5	+30 22	41,2	— 8,5	[1,5] ~140'	4;6	[VIII] IVa	S218 NGC6960, S230
222*	44,3	+30 1	41,3	— 9,2	42' × 5'	5;6	II, IVb	S222 S224, S226
223*	44,6	+42 22	50,8	— 1,2	112' × 65'	5	VI, IId	и др. IC5068, S81
224*	44,8	+30 52	41,4	— 9,2	165' × 16'	4	IVa	и др. S223, S229
225*	45,5	+47 51	55,0	+ 2,3	50' × 40'	8	I, VI	и др. S236
226	46,3	+40 0	49,2	— 3,0	125' × 80'	7	IId	S234, S250
227*	47,6	+31 32	42,9	— 8,7	~115'	4	IVb, II	NGC6979? S237
228*	47,8	+28 50	40,9	— 10,5	~90'	7	IVb	и др. S249, S245, S243
229	48,0	+43 35	52,1	— 0,9	80' × 60'	m 11,5	IId, IVb	IC5070
230	51,6	+42 8	51,5	— 2,3	36'	6	IId	S85
231	52,2	+31 19	43,3	— 9,6	60' × 12	3	IVa	NGC6992
232	53,0	+30 59	43,2	— 10,1	20' × 15'	4	IVa	NGC6995
233*	54,0	+37 50	48,6	— 5,6	[4,5 × 4,0]	7	IId, VIII	S248, S252
234*	55,0	+44 0	53,2	— 1,5	3,3 × 1,9	m 11,1	IId, IVc	и др. NGC7000, S255
235*	21 0,6	+67 46	71,4	+ 14,0	10' × 6'	m 10,5	III, II	NGC7023
236*	3,2	+43 48	54,1	— 2,7	150' × 60	6	IId	S254, S256, S257
237	8,4	+37 46	50,5	— 7,6	150' × 20'	7	VI, I	S258
238	9,3	+59 35	60,0	+ 7,7	2,3 × 1,5	6	III, IVb	Ced 190, S86

Таблица 1 (Продолжение)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
239	21 12,5	+40 2	52,6	— 6,6	30'×6'	8	I	S259
240*	14,7	+43 31	55,4	— 4,4	160'×140'	5	III, IIId, IVc	S88 и др.
241*	15,1	+67 50	72,4	+13,0	> 0,5	8	VII	S260
242	17,3	+38 19	52,1	— 8,5	~ 10'	8	IVa	S298
243*	27,6	+37 34	53,1	—10,4	~ 80'	8	I	S299, S300
244	35,1	+49 55	62,5	— 2,0	14'	6	IIId	S92, W90
245	36,0	+57 0	66,9	+ 3,4	3°×2,2	5	IIId, IVc	IC1396
246	49,6	+46 48	62,2	— 5,8	10'	10,4	III, IIId	IC5146
247*	22 2,1	+61 48	72,4	+ 5,3	[> 9 кв. гр.]	8	VIII	S7
248*	8,1	+58 56	71,4	+ 2,4	[>10 кв. гр.]	8	VIII	S8
249*	14,6	+58 42	72,1	+ 1,8	~ 20'	7	IVa	S263, S264
250*	14,6	+62 35	74,1	+ 5,1	~ 12'[60']	6	I, VIII	McD30
251*	15,0	+58 30	72,0	+ 1,6	[>10 кв. гр.]	8	I, VIII	McD18, S262 и др.
252*	16,0	+55 40	70,6	— 0,9	36'×20'	5	IIId	O' Keefe
253*	18,5	+58 15	72,3	+ 1,2	15'×15'	4	IIId, IVc	MiII, 16, S94
254*	22,4	+54 19	70,8	— 2,5	~ 1'	5	II	MiII, 17
255*	24,0	+64 0	75,7	+ 5,8	[2°×0,7]	8	IIId, I	S266, S95, S268
256*	25,1	+61 8	74,4	+ 3,2	~ 1'	8	VII	S267
257*	26,5	+38 24	63,3	—16,6	210'×60'	7	VI, I	S305
258*	30,3	+40 15	64,9	—15,4	~90'	7	IVa	S306
259*	30,5	+38 58	64,3	—16,5	[>20 кв. гр.]	8	VIII	S10
260	31,4	+57 43	73,4	— 0,1	25'×20'	7	II	S96, W94
261	43,5	+57 31	74,9	— 1,0	35'×20'	4	IIId	NGC7380
262*	45,8	+59 19	75,9	+ 0,4	~0,5	6	VII	S97
263	45,9	+57 14	75,5	— 1,6	4'×2'	8	I	S301
264	47,7	+60 39	76,6	+ 1,5	50'×15'	7	II	S98, W99
265*	52,3	+58 0	76,1	— 1,1	~2'	2	I, II	MiI, 20, W101
266	52,9	+62 5	77,9	+ 2,6	60'×50'	5	IIId	McD32, W103
267	54,6	+58 16	76,0	— 1,3	~1,5	2	II	MiI21, W104
268	55,1	+58 14	76,5	— 1,0	5'	7	II	S11, W105
269	58,9	+56 35	76,4	— 2,7	22'×17'	8	I	S269
270	23 2,2	+59 44	79,9	0,0	~1'	6		S270
271*	5,0	+64 12	79,9	+ 4,1	90'×15'	8	VI, I	S99
272*	9,4	+61 0	79,2	+ 0,9	9'×6,5	2	IIId	NGC7538
273*	10,5	+61 35	79,6	+ 1,4	23'×11'	6,8	IIId	S100, S272
					95'×65'		[VIII]	
274*	10,7	+59 26	78,9	— 0,6	84'×40'	4	III, IIId, IVb	S13, S14=MiI, 23 и др.
					150'×120'		[VIII]	
275	11,7	+60 38	79,4	+ 0,4	7,5'×5,5	6	II	S15, W108
276	13,7	+60 0	79,4	— 0,2	15'×5'	5	IVa	S16
277*	16,4	+60 38	79,9	+ 0,3	4'×3'	3	IIId, IVc, I	NGC7635, S18 и др.
					[40'×36']			
278	28,4	+60 12	81,2	— 0,6	14'×6'	7	II	S101, S102
279	33,7	+59 25	81,6	— 1,5	~1,5	6	VII	S273, W112
280	35,1	+61 22	82,3	+ 0,4	7'	7	II	S103, W113
281	48,0	+59 55	83,5	— 1,4	5'	4	IIId	S104, W115

Таблица 1 (Окончание)

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	Размер	Яркость	Класс	Обозначение
1	2	3	4	5	6	7	8	9
282	$h\ m$ 23 48,9	$^{\circ}\ '$ +66 43	$^{\circ}$ 85,0	$^{\circ}$ +5,2	20' × 8'	7	IId	S275
283	56,3	+67 55	85,9	+6,2	84' × 20'	5	VI, IId, IVc	NGC7822
284	56,6	+64 4	85,3	+2,5	~15'	6	IId, V	S105, W117
285*	56,6	+66 57	85,7	+5,3	144' × 128'	7	IId, VIII	NGC7822, S278 и др.
286	58,4	+66 40	85,8	+5,0	50' × 36'	4	IId	S278, Ced 214

* Слабое эмиссионное поле от 19^h40^m до 20^h25^m и от $+32^{\circ}$ до $+45^{\circ}$.

Примечания

2. Дуга.
9. IC59, IC63 веерообразные. S111, S112 детали; поле к NE от γ Cas.
12. Серп из нескольких волокон.
13. Возможно отражательная.
14. К SW от IC1795.
15. Координаты условно для IC1795. Примакают S1, S2.
16. IC1805 — скопление и круглая туманность, окруженная большим эллипсом S3. Поле с многими деталями S115, S26 и др.
18. Две длинные струи к NE от S3.
23. Серп к SW от IC1848.
26. Яркая, примыкает к IC1848 с востока.
29. Поле с более заметными деталями S117 и S118.
32. Яркое ядро, окруженное диффузной туманностью.
36. Диффузная S25 с яркой деталью NGC1491.
38. Яркое ядро, окруженное слабой диффузной туманностью.
40. S119 = IC359? (расстояние 6'). Возможно отражательная.
- 45, 46. Возможно связаны.
53. Указанные детали к SW от IC405 вероятно связаны с последней.
54. IC405. Внутри деталь, вероятно, особой природы.
55. Внутри IC410 две кометообразные туманности.
56. Край W резко ограничен (со стороны темной туманности).
57. Поле включает № 58, 59, 60, 61, а также S127, S128.
60. Также S135, S134.
61. Может быть эллипс. Координаты условно для более яркой части.
64. Входят S153, S136, S137, S139, S140, S134, Барн. 122, S304, S154.
65. Поле, включающее NGC1976, NGC1977, NGC1982, S143, S144.
70. Вероятно, частично эмиссионная.
72. Поле к западу от IC434, включает S141, S148.
74. Система тонковолокнистых, дугообразных туманностей образует почти замкнутый круг ~ 3'. Входят S147, S149, S151, S155.
77. Наиболее выдающаяся часть системы волокнистых туманностей S147.
81. Вероятно частично эмиссионная.
82. Парабола около FU Ориона. Прежнее обозначение S280 ошибочно.
84. К западу от NGC2175 и вероятно связана с ней.
86. S34 большая диффузная, окружающая McD43.
- 88, 89, 90, 91. Четыре туманности относятся к одной группе.

94. Система изогнутых волокон в направлении NE—SW вне и внутри IC443 + S40. К северу от S41 слабое поле около $60' \times 36'$.
95. IC443 — яркая дуга к NE, S40 — больше полуокружности, замыкающая IC443. Радиисточник. Возможно связана с Новой 837 г.
97. Вокруг NGC2237 поле. Входят далекие детали S162, S157.
98. St27 — южная яркая часть, S158 — большая диффузная к N, W, NE.
101. Три параллельные полосы.
102. Группа туманностей, в которую входят также S167, S166, S161 и S164.
103. Обширная вытянутая SW—NE (детали S165, McD37, McD42, St21, St24).
108. Кометообразная, вероятно отражательная.
109. В IC положение $7^h 0^m 4 - 10^{\circ} 33'$, вероятно ошибочно (?). Вероятно идентична с St18.
110. Резкий край (W) на границе с темной туманностью.
111. Возможно вместе с № 114 и другими периферийная.
116. NGC2359 переходная к планетарным. В NGC положение ошибочно на 1^m Бигурдан дает правильное положение, но обозначил NGC2361. Входит IC468; S175 размером $9' \times 7'$ примыкает с востока.
118. Волокна на западной границе частично отражательной туманности, окруженной σ Scorpi.
119. Группа из нескольких ярких туманностей. Одна из них периферийная со звездой O в центре (радиисточник).
122. Возможно отражательная.
124. W21 есть юго-восточная часть S182.
125. К северу структурная, отражательная туманность около HD164 514 (сA8).
130. На фоне S188 выделяются четыре отдельные туманности: IC1274 ($18^h 4^m 0 - 23^{\circ} 42', 7' \times 7'$), IC1275 ($18^h 4^m 4 - 23^{\circ} 47', 6' \times 8'$), IC4685 ($18^h 3^m 6 - 24^{\circ} 0', 9' \times 5'$) и NGC6559 ($18^h 4^m 2 - 24^{\circ} 8', 16' \times 13'$).
132. Возможно отражательная.
- 139, 140. Возможно связаны.
141. Состоит из трех различных образований: 1) маленькой, яркой MiI, $8, 6' \times 4'$, 2), яркого широкого полуэллипса S191 ($45' \times 30'$), 3) довольно яркой большой S190 ($80' \times 75'$); NGC6604 относится только к скоплению звезд с центром $18^h 12^m 5 - 12^{\circ} 17'$.
142. S189 отдельная к NW от NGC6611.
144. IC4706 и IC4707 более яркие узлы в S193.
152. Ключки туманности около группы звезд.
160. Возможно частично эмиссионная.
163. Возможно отражательная.
165. Отражательная.
166. NGC6820 отдельная маленькая туманность $< 1'$ к SW от основной яркой большой туманности S199 = W65, внутри которой отличное звездное скопление NGC6823 и длинное темное волокно; S200 слабая туманность к северу от S199.
167. К югу от S43; W67 только более яркая часть S201.
169. К югу от S44 небольшая резко очерченная темная туманность.
170. Форма серпа.
177. Несколько одинаково ориентированных деталей. К югу эмиссионное поле.
179. Входят также S50, S51, McD12, S207, S209. Замечательная система туманностей (частично волокнистых), имеющих до некоторой степени схожую структуру и ориентацию. Встречаются темные волокна к югу от центра.
182. Между S49, McD11, McD10, S52a.
183. Очень вытянутая туманность или группа волокнистых туманностей. Длина около $7^{\circ} 5$. Вероятно к этой группе относится много вытянутых более или менее в том же направлении туманностей к NE. Полная длина около 12° !
186. Туманность к SW от IC1318a. Между IC1318a, S52, McD10, S58.

190. Система очень тонких длинных волокон в направлении SW—NE, пересекающих ϵ^2 Cygni.
194. Около P Cygni с отдельными сгущениями на фоне слабого поля.
200. Очень вытянутая. Вероятно относится к системе S107, S48 — S108.
201. Группа вокруг γ Cygni: IC1318в, S60, S62, S64, S66, S68.
204. Слабая туманность к S от IC1318с, пересекаемая темной туманностью.
216. Форма петли.
217. Возможно, что S216, S214 и другие к SW относятся к системе № 183.
221. Система волокнистых туманностей с продолжением к югу (S230).
222. Также S231, S235 расположены по дуге параллельно NGC6960.
223. Одинаково ориентированные туманности IC5068, S81, S82, S83, S84.
224. Система волокнистых туманностей, расположенных по дуге, параллельной системе NGC6960 и NGC6992. Включает анонимную (S229), S223, S225, S228, S232, S106, S238, S242.
225. Возможно продолжение S216 и других вытянутых туманностей к SW.
227. Группа туманностей, расположенных приблизительно по дуге, параллельной системе NGC6960 — NGC6992 (NGC6978? S237, S233, S247, S246, S239, S241).
228. Приблизительно одинаково направленные. Вероятно относятся к той же системе, что и № 221, 224, 227, 231.
233. Также S251, S253. Туманности разбросаны на очень слабом фоне.
234. S255 деталь — волокно NGC7000 к NE. К NW большое очень слабое поле $1,8 \times 1,5$ (S244).
235. Периферийная. Повидимому, ядро — частично эмиссионная, кольцо — отражательная
236. К востоку от NGC7000. Более выделяется S254.
240. Периферийная S88 с деталями S87, S89, S90, S91.
241. Может быть отражательная.
243. К SW и SE от γ Cygni, α и δ условно для яркой части S299.
247. Слабое поле вокруг 19 Ceph.
248. Слабое поле около λ Ceph.
249. Два близких ярких волокон: S263 ($12' \times 1'$) и S264 ($6' \times 1'$).
250. Слабое поле. В северной части более яркая туманность $\sim 12'$ с очень яркой дугой на границе с темной туманностью. Координаты условно для дуги.
251. Также Mcd19, S265 и др. на фоне неравномерного поля.
252. К SE от ϵ Ceph. Разделена на три части темными каналами. К SE и SW дуги длиной $> 1^\circ$.
253. Яркая дуга $12' \times 3'$, M1116 = S9 = S93 на краю более слабой S94 = W92
254. Полукольцо.
255. Поле, на котором выделяется вытянутая S268 и клочкообразная S95.
256. Очень слабая туманная звезда, возможно отражательная.
257. Вытянутая туманность к W и SW от 10 Lac.
258. Несколько вытянутых волокон к NW от 10 Lac.
259. Поле около 10 Lac.
262. Слабая, окружает две слабые звезды, возможно отражательная.
265. Две близкие W101 и W102. На расстоянии $5'$ W100.
272. Спиральная структура.
273. α и δ условно для более яркой детали S100 на фоне слабой туманности.
274. Также S12, S271. Вокруг поле W109.
277. Сочетание туманностей: NGC7635 (переходной к планетарной), отдельных диффузных деталей S18, S17 и окружающее поле S19.
285. Группа туманностей, включая также Ced. 214 = S278, S274, S277, S109, S110, S275 и поле.

Таблица 2

№	Звезда	m	Спектр	№	Звезда	m	Спектр
2	236382:	8,6	B0	61	35921	6,7	O9.5
3	1383	7,8	B0	64	36861	3,7	O8 }
То же	1544	8,0	B0 III	То же	36862	5,6	O8 }
»	1743	8,7	B0 III	»	36822	4,5	B0
»	1810	8,2	B0 IV	65, 66,	37020	6,8	O7
5	BD + 61°105	8,9	OB	67, 68			
То же	2928	8,7	OB	То же	37021	7,9	O
8	5005	7,5	O6	»			
То же	236589:	9,0	B0	»	37022	5,4	O7
9	5394	2,3	B0ne	»			
12	9974	10,5	WC	»	37023	6,8	B0
14, 15,	RVC1421	9,8	O9	»			
16, 18				»	37041	5,2	O9
То же	15558	7,8	O5f	»			
»				»	37042	6,5	B1
»	15570	8,8	O5f	»			
»				»	37043	2,9	O8
»	15629	8,4	B0	»			
»				»	36512:	4,6	B0V
	BD + 60°523	10,0	B0e	»			
	15785	8,4	B1	»	36959	5,6	B1
17	16310:	8,2	B0.5	»			
23, 25	17505	7,1	O7	»	36960	4,7	B0
То же	237019	9,3	O7	»			
»	17520	8,7	O8	»	37209:	5,6	B1
»	237015	9,0	Oe5	»			
»	BD + 60°586	8,3	O7	72	36695:	5,1	B1
24	BD + 61°487:	10,3	B0ne	То же	36591:	5,3	B1 V
26	18326	7,9	O7	74, 77	36665:	8,0	B0ne
То же	RVC1671	10,6	B1n	То же	245770:	9,7	B0e
29	19820:	7,1	O8n	»	244894:	9,9	B0e
То же	RVC1760:	10,5	B1n	75	246579:	9,5	B0e
34	24431	6,7	O8	То же	246901:	8,7	cB1 + K
То же	23675:	6,8	B0	80	37742	2,0	O9,5 }
»	23800:	6,9	B1, IV	То же	37743	4,2	B3n }
36	Hubble	10,6	B0	»	37468:	3,8	O9,5
37	24912	4,0	O7	81	37903	8,6	B3n
42, 44	232947:	9,0	B0	82	FU Orion	9,7	cF5
45	Hubble	13—14	Oe5	86	41997	8,5	B0
46	»	13—14	Oe5	87	42088	7,4	O6
54	34078	5,4	O9	То же	253214:	9,5	B0ne
55	242926	9,3	O7.5	88	BD + 18°1123	10,0	B2
То же	242908	8,7	B0	89, 90,	BD + 18°1123:	10,0	B2
»	243018	10,4	B0	92, 93			
»	243035	10,8	B0	91	43112	5,8	B2
56	BD + 8°933	5,7	B2	То же	254302:	10,1	B0
57	BD + 35°1169:	8,4	B0e	»	254428:	9,4	B0
60	35633	7,9	B0.5 IV	94, 95,	43753	8,1	B0.5
То же	35653	7,5	B0.5 V	96			

Таблица 2 (Продолжение)

№	Звезда	m	Спектр	№	Звезда	m	Спектр
94, 95,	43818	7,0	B0II	125	163800:	6,9	B0
96	255055	9,1	B0	126	164794	5,9	O5
То же	255191:	10,7	cB1	То же	165052	6,8	O6
»	254755	9,2	O9	»	164816	7,1	B0V
»	43078:	8,9	B0	»	164906	7,5	B0ne
»	254577	9,5	B0	»	165016	7,6	B0
97	46149	7,7	O8	128	165319	8,4	B0
То же	46150	6,8	O6	То же	165049:	8,1	cB2
»	46223	7,1	O5	129	165516	6,2	B0
»	46056	8,0	O8	То же	165763:	7,7	W
»	46202	8,2	O9 V	»	164883:	7,1	B0n
»	46485	8,3	O8	130	165921	7,4	B0
»	258691	10,0	B0	134	167263	6,0	B1
»	46106	8,1	B0	То же	312973	9,4	(B0)
»	259440	9,6	B0	135	167771	6,4	O8
»	47240	6,2	B1	То же	312875	11,0	B0
98	46573	8,1	O7	»	167336	9,4	B0II
То же	46847	8,9	B0 IIIp	»	167411	8,6	OB
101	47432	6,1	O9,5	То же	167633	8,7	Oe5
102	47839	4,7	O7	»	167397	9,2	B0
103	259597:	8,8	B0ne	»	166540:	8,0	B0.5 IV
104	48099	6,2	O6	139, 140	167659	8,2	O8
105	52382	6,4	B1	То же	167815	7,6	B2
106, 107	53179:	9,1	Beq	141	167971	7,3	O8n
108	53339	9,1	B5		168206	8,9	W
То же	53179:	9,1	Beq	То же	BD — 11°4586	8,9	O8 I
109	54662:	6,2	O7	»	BD — 12°4982	9,5	B0
То же	53367	7,0	B1ne	»	167330:	8,1	B0n
110	53975	6,4	O8	142	168075	8,9	O7
113	53667	7,8	O8	То же	168076	8,5	O5
114, 115	55879	6,0	O9	»	168137	9,2	O8
116	56925	11,9	W	»	RVC10776	9,6	O9
117	58350	2,4	cB7	»	168504	9,2	O8
То же	57060	4,9	O7	»	168183	8,3	B0n
»	57061	4,4	O9	»	168207	9,4	B0n
»	58978	5,5	B2ne	»	169010	10,8	W
»	RVC4844	8,1	B2	»	167451	8,7	B1
118	147165	3,1	B1 III	»	167543	8,6	B0
119	319699	10,2	B0	143, 144,	168444	8,9	B0
То же	156738	9,3	O	145			
120	157504	11,8	W	То же	K 134—2076	9,8	B0
121	159176	5,7	O8	»			
123	162718	9,0	B0ne	»	167838:	6,6	B0
То же	162978	6,1	B0n	»			
125	164492	6,9	O7	»	167543:	8,6	B0
То же	164402	5,7	B0	»			
»	164637	6,6	B0	»	168607	8,9	OB
»	164833	6,9	B0	»			
»	164883	7,1	B0n	147	W Sct:	9,7	B3 + B0

Таблица 2 (Продолжение)

№	Звезда	m	Спектр	№	Звезда	m	Спектр
147	170177:	9,4	B1	196	193514	7,5	O8f
148	BD — 14°5037	8,3	OB	То же	193443	7,4	O9 III
154	172175:	9,4	O6f	»	193576	8,1	WN5
159	173438:	8,6	B0	»	193595	8,8	O8
163	231616	10,5	B1	»	193794	9,1	O9,5 IV
166	BD + 22°3781	9,9	O9	»	193611:	9,2	O9,5 V
То же	BD + 22°3782	9,3	O6	199	193611:	9,2	O9,5 V
»	NGC 6823, Zug 1	10,3	O9	То же	194094	9,1	O9,5 IV
»	NGC 6823, Zug 2	10,4	O9	»	229234	8,6	O9 II
»	NGC 6823, Zug 4	11,4	O9	201	193322	5,8	O9
»	NGC 6823, Zug 7	12,0	B0	То же	194279	7,1	cB1
»	BD + 23°3745	8,6	B0,5 Ib	»	RVC12739	9,4	O8
»	BD + 23°3759	9,3	B0	»	193576	8,1	WN5
»	BD + 23°3761	8,6	B0 II	»	193794	9,1	O9,5 IV
167	186841	8,2	B1 Ia	202	193793	6,8	WC6
То же	BD + 23°3759	9,3	B0	105, 110	BD + 40°4220	9,1	O7f
»	BD + 23°3761	8,6	B0 II	То же	BD + 40°4227+	9,0	O6f
»	BD + 25°3952	10,5	O8	»	JM8B	10,3	O8?
168	BD + 25°3952	10,5	O8	»	JM8C	10,1	O6?
169	186943	10,0	W	»	JM8D	11,9	O9?
То же	332755	9,0	B0	»	JM1	11,1	O9v?
170	187282	11,0	W	»	JM4	10,2	O8
То же	188001:	6,3	O8	»	JM9	10,8	O5f
175	227018	9,5	O6	»	JM7	10,5	O6f
То же	226868	9,4	B0	»	JM10	9,9	O9,5 Ia
»	227245	10,0	O8	»	JM11	10,0	O6f
178	192281:	7,5	O5f	»	JM3	10,2	O9?
179	190429	6,6	O5n	207	195592	7,1	O9
То же	227245	10,0	O8	212	BD + 45°3216	8,9	OB
»	190429S	7,2	O9n	221, 231,	199140:	6,4	B1
»	190864	7,8	O6	232			
»	190918	7,0	WN5 + 09,5	223	199579:	6,0	O6
»	191612	7,9	O8	225	199216:	7,1	B1
»	191765	8,1	WN6	229	198931	9,0	B0e
»	192108	8,1	WC7	234	199579	6,0	O6
»	192641:	8,0	WC6	237	201795	7,8	B IV
»	227960	9,6	O8,5	То же	202349	7,3	B0,5 V
185	192163	7,4	OW6	»	201819	6,4	B1n
182, 186	192281	7,5	O5f	238	202214	5,6	B0V
188	BD + 32°3749	9,5	O8ne	То же	239618	8,5	B0
То же	193009	7,0	B0ne	»	239626	9,1	B0
»	190603:	5,7	cB0 e	»	203374:	6,6	B0ne
192	192281	7,5	O5f	»	204150	7,6	B0n
То же	193322	5,8	O9	»	205139	5,5	B1
194	193007	8,0	O9	240	203064	5,1	O8
То же	193077:	8,1	WN5	243	204172	5,8	B0
195	192641:	8,0	WC6	245	206267	5,6	O6
То же	228854:	8,7	O8	То же	205196	7,4	B0S
»	193928:	9,9	WN6	»	206773	7,0	B0ne

Таблица 2 (продолжение)

№	Звезда	m	Спектр	№	Звезда	m	Спектр
245	204827	7,8	B0 V	264	216532:	8,0	O8
То же	206183	7,6	B0	То же	216658	8,6	B0V
246	BD + 46°3474	10,0	B1	266	217086	7,7	O7
247	209975:	5,2	O9	То же	216658	8,6	B0V
248	210839:	5,2	O6	»	216711	9,4	B1V
251	239886:	8,6	B0	»	217035	7,8	B0
252	211853	9,0	O7 + OW7	»	217061	8,4	B1V
То же	211564	11,1	W	»	217297:	7,4	B0
»	213049:	11,0	W	269	240165	9,5	B0n
»	235807	9,5	B1	То же	240168	8,9	B0
»	235825	9,1	O9 V	273	RVC14672:	11,1	O7
254	235825:	9,1	O9 V	274	219460	9,2	WN5
То же	235813:	8,7	B0III	То же	240234	9,1	B0e
»	BD + 54°2764:	9,4	B1, Ib	»	240250	8,6	B0
»	213087	5,7	B0	»	RVC14577	11,0	B1
257	212883	6,4	B2	276	240256	8,7	B0
258	214168	5,8	B1Ve	277	BD + 60°2522	8,0	B0
То же	214680	4,9	O9	280	BD + 61°2509:	8,5	B0, 5Ib
259	214993	5,2	B1	То же	BD + 60°2615:	8,9	B0, 5Ib
261, 263	215835	8,6	Obmn	»	BD + 61°2494:	10,2	B3
То же	RVC14319	10,6	B0	281	BD + 59°2786	9,3	O9e
»	M659	9,4	B0e	То же	UU Cas:	10,4	B1
262, 265	216411	7,2	cB0e	»	224424:	7,8	cB 1e
267, 268	218376:	4,9	cB1	284	BD + 63°2093	9,1	O8

Таблица 3

№	Источник	№	Источник	№	Источник	№	Источник
8	VI, 9, ф2	54	ф7-6	73	A, 7-a	95	A, 13
9	VI, 8, ф16	55	ф5-в	74	IX, 123, ф1	96	A, 13
12	XI, 42, ф1	56	AЖ, XXX, 129, ф4	76	A, 7-a	97	A, 14
14	VI, 7, ф4	57	ф5-в	77	IX, 123, ф1	98	IX, 57, ф9
15	A, 1	58	ф5-в	78	A, 7-a	100	ф8-a
16	A, 1	59	ф5-в	79	A, 10	101	IX, 57, ф9
18	A, 1	60	ф5-в	80	A, 10	102	ф8-a
23	A, 2	61	ф5-в	81	A, 10	103	ф8-a
24	VII, 94, ф1	62	ф5-в	82	X, 207, ф1	106	A, 16
25	A, 2	63	A, 7-в	84	A, 12a	107	A, 16
26	A, 2	64	IX, 57, ф5, 6, 7	86	A, 11	108	A, 16
27	A, 2	65	A, 9	87	A, 12a	109	A, 16
32	XI, 40, ф1	66	A, 9	88	A, 12в	110	XI, 40, ф3
34	XI, 40, ф2	67	ФР, II, 9	89	A, 12в	111	A, 16
36	VII, 94, ф2	68	A, 9	90	A, 12в	113	A, 16
37	A, 3	71	A, 7-a	91	A, 12в	116	X, 210, ф1
53	ф7-6	72	A, 10	94	A, 13	118	AЖ, XXX, 129, P4

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

№	Источник	№	Источник	№	Источник	№	Источник
119	ФР, I, 376	182	ф2-б	209	ф5-а	244	VII, 97, ф4
120	ФР, I, 24	183	ф4-б, 4-в	212	ф5-б	245	A, 39
122	IX, 60, ф15	184	ф3-в	213	ф5-а	247	VI, 10, ф13
125	IX, 60, ф13	185	ф2-а	214	ф5-б	248	VI, 11, ф14
126	A, 17	186	ф2-б	215	ф5-а	250	XI, 42, ф2
130	IX, 61, ф13	187	ф2-б	218	ф8-б	252	XI, 42, ф2
137	A, 20	189	ф3-в	219	ф8-б	261	XI, 43, ф4
141	A, 18	190	ф4-а	220	IX, 63, ф20	268	VI, 11, ф17
142	A, 19	191	ф3-а	221	ф7-а	270	ф6-б
143	A, 20	192	ф1-б	222	ф7-а	272	ф6-б
144	A, 20	193	ф3-в	223	ф8-б	274	ф6-б
145	A, 21	194	ф2-а	224	ф7-а	275	ф6-б
146	A, 20	195	ф2-а	226	ф8-б	276	ф6-б
147	IX, 62, ф17	196	ф2-а	227	ф7-а	277	XI, 20, ф2
161	XI, 40, ф4	197	ф2-а	228	ф7-а	281	XI, 43, ф5
166	A, 22	198	ф1-б	229	A, 34	282	ф6-а
175	ф1-а	199	ф2-а	230	ф8-б	283	ф6-а
177	ф-1-а	201	ф1-б	231	ф7-а	284	VII, 98, ф6
178	ф2-б	202	ф3-а	232	ф7-а	285	ф6-а
179	ф1-а	205	ф3-б	234	A, 34	286	ф6-а
180	ф2-б	206	ф1-б	238	A, 37		
181	ф2-а	207	ф5-б	240	A, 38		

БАШЕННЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ТЕЛЕСКОП КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

А. Б. Северный

Приводится описание башенного солнечного телескопа (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР; указано несколько основных проблем в области физики Солнца, для изучения которых предназначен инструмент; отмечены некоторые отличительные особенности его по сравнению с другими аналогичными инструментами (спектрограф для магнитных полей на Солнце, двухлучевой спектрогелиокинематограф и др.); дано описание оптической схемы и отдельных основных узлов инструмента. Приведены результаты предварительных испытаний спектрографа БСТ, а также пробные фотографии спектров различных образований на Солнце. Эти результаты показывают, что инструмент позволяет вполне надежно измерять магнитные поля солнечных пятен, исследовать тонкие особенности спектральных линий в спектре Солнца и активных образований на Солнце.

Первоначальный замысел создания вертикального башенного солнечного телескопа, позволяющего вести самые разнообразные исследования Солнца на уровне современных научных требований, относится к 1946 г. Схема предусматривала целостат, диаметром около 70 см, дополнительное зеркало, отверстием 60 см, внеосевое главное зеркало, диаметром 40 см, с системой вспомогательных зеркал, способных давать изображения Солнца диаметром до 30 см. Основные назначения инструмента, как было намечено в то время, — получение спектрогелиограмм и исследование спектра Солнца при большой дисперсии. Предполагалось первоначально расположить спектрограф и спектрогелиограф вертикально и разместить их вместе в одной клетке, располагаемой в глубоком колодце под землей. Сразу было намечено осуществление двойного спектрогелиографа (вернее — спектрогелиокинематографа), т. е. спектрогелиографа, позволяющего получать монохроматические изображения участков поверхности Солнца одновременно в лучах двух любых спектральных линий. Такого рода спектрогелиограф осуществлен впервые в установке БСТ. Дело в том, что до сих пор не имеется сколько-нибудь надежных наблюдательных данных о поведении различных газов в солнечной атмосфере и, в особенности, в случае таких образований на Солнце, как протуберанцы, флоккулы, хромо-

сферные вспышки. Экспериментально не подтверждено и не отвергнуто мнение о равномерном химическом составе различных образований на Солнце и отсутствии хотя бы частичного разделения элементов. Не известно с достоверностью, имеется ли относительное движение, например, водорода и кальция в протуберанцах и в других активных образованиях на Солнце; даже если подобные относительные движения в протуберанцах и маловероятны, как показали вычисления Мак Кри для протуберанцев, то имеется уже не мало наблюдательных данных о различии вида и изменений в протуберанцах и других образованиях на Солнце в лучах различных линий, что свидетельствует, возможно, о неодинаковом ходе возбуждения свечения и неодинаковой ионизации (например, различие в возбуждении гелия и водорода в протуберанцах). Все это делает очень важными исследования процессов на Солнце одновременно в двух каких-либо линиях.

Проекту такого «двухлучевого» спектрогелиографа было уделено много внимания; в результате было найдено нецелесообразным совмещать в одном колодце два таких инструмента, как спектрограф и двухлучевой спектрогелиограф. Поэтому в окончательном проекте спектрограф размещен горизонтально в отдельной пристройке к башне.

К спектрографу предъявлялись первоначально довольно ограниченные требования: наибольшая дисперсия — $0.5\text{\AA}/\text{мм}$ при разрешающей силе около 150 000. Однако впоследствии эти требования повысились, в связи с постановкой задач по изучению магнитных полей на Солнце. Имея в виду задачу исследования не только сравнительно сильных магнитных полей пятен, но и задачу изучения общего магнитного поля Солнца, условия, предъявляемые к спектрографу, дополнились требованием, чтобы дисперсия была около $5\text{--}8\text{ м}\mu/\text{\AA}$ при разрешающей силе около 350 000. Исследования малых магнитных полей на Солнце до сих пор проводились на спектрографах, не предназначенных специально для этой цели. Поэтому наибольший размер изображений Солнца, даваемых питающей оптикой, был доведен до 350 мм. В связи с разработкой в 1949 г. А. Б. Гильваргом и автором этой статьи интерференционно-поляризационных фильтров [1] было признано (еще в стадии эскизного проектирования) полезным снабдить гид БСТ этим фильтром для точной установки образований на Солнце на щель спектрографа. Первоначальный проект был дополнен оптикой, дающей 50-миллиметровое изображение Солнца для целей получения спектрогелиограмм всего Солнца в любых лучах. Такие спектрогелиограммы полезны не только для целей Службы Солнца, для которой использование такого инструмента, как БСТ, является к тому же неоправданным, а для выяснения по мере необходимости общей обстановки на Солнце в отдельных монохроматических излучениях с целью расшифровки спектров различных образований на диске и над лимбом.

В соответствии с указанными выше задачами, общим замыслом инструмента и проектными требованиями к нему, коллективом конструкторов под руководством инженера П. В. Добычина был разрабо-

тан технический проект БСТ. В процессе разработки технического проекта в проектное задание был внесен со стороны указанных выше лиц и со стороны обсерватории ряд полезных изменений, касающихся



Фиг. 1. Здание башенного солнечного телескопа.

в основном конструкции отдельных узлов. Некоторые из этих изменений, предложенных нами, были основаны на длительной работе по макетированию отдельных узлов солнечных инструментов, проводившейся автором (в ряде случаев — при участии Г. А. Мони́на) на солнечной установке обсерватории в Симеизе (см., например, [2]). Изготовление инструмента закончено в 1954 г. и в конце того же года он

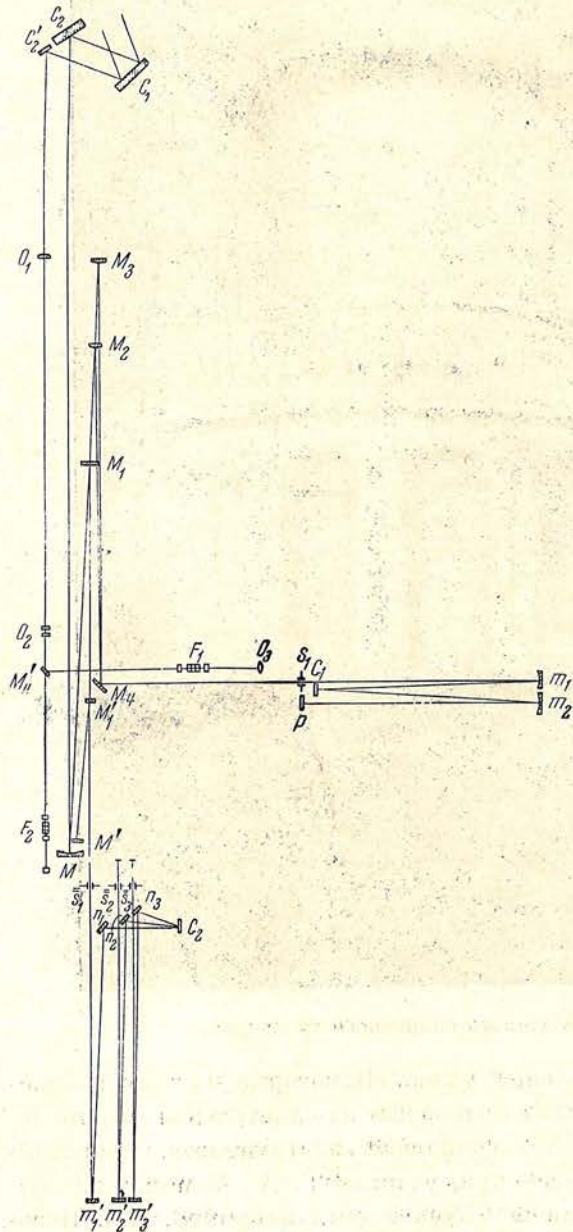
смонтирован в специально построенном для него здании новой обсерватории возле Партизанского (фиг. 1).

§ 1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА БАШЕННОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА. КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЙ

Общая оптическая схема представлена на фиг. 2. C_1 — целостатное зеркало диаметром 650 мм, C_2 — дополнительное зеркало диаметром 500 мм. Луч от C_2 падает нормально на главное, сферическое зеркало M

диаметром 400 мм с фокусным расстоянием 12 м. Отражаясь от главного зеркала M , луч под углом $2^\circ 59'$ к оси зеркала — нормали направляется вверх, где его могут перехватить поочередно (путем наката и отката) плоское зеркало M_1 (диаметром 220 мм) или кассегреновские зеркала M_2 (диаметр 180 мм) и M_3 (диаметр 140 мм, — неподвижное). Комбинация главного зеркала и M_1 имеет фокусное расстояние 12 м, зеркала M и M_2 — 21 м, M и M_3 — 35 м. При работе первой комбинации зеркал (M , M_1) луч падает вертикально вниз и на щели двухлучевого спектрогелиографа, находящегося в подвальном помещении, образует изображение Солнца диаметром около 120 мм.

При работе следующих двух комбинаций зеркал (M , M_2 и M , M_3) луч идет под некоторым наклоном к вертикали и падает на диагональное зеркало M_4 . По отражении от M_4 луч идет горизонтально и падает на щель S_1 , горизонтального



Фиг. 2. Оптическая схема телескопа.

спектрографа, образуя здесь изображения Солнца диаметром ~ 210 и 350 мм соответственно тому, работает ли зеркало M_2 или M_3 .

Если над главным зеркалом ввести сферическое зеркало M' с диаметром 150 мм и фокусным расстоянием 5 м, то при помощи плоского зеркала M_1 (диаметр 135 мм) на щели двухлучевого спектрогелиографа можно получить изображения Солнца диаметром около 50 мм. В этом случае изображение строится под углом $4^\circ 52'$ к оси зеркала.

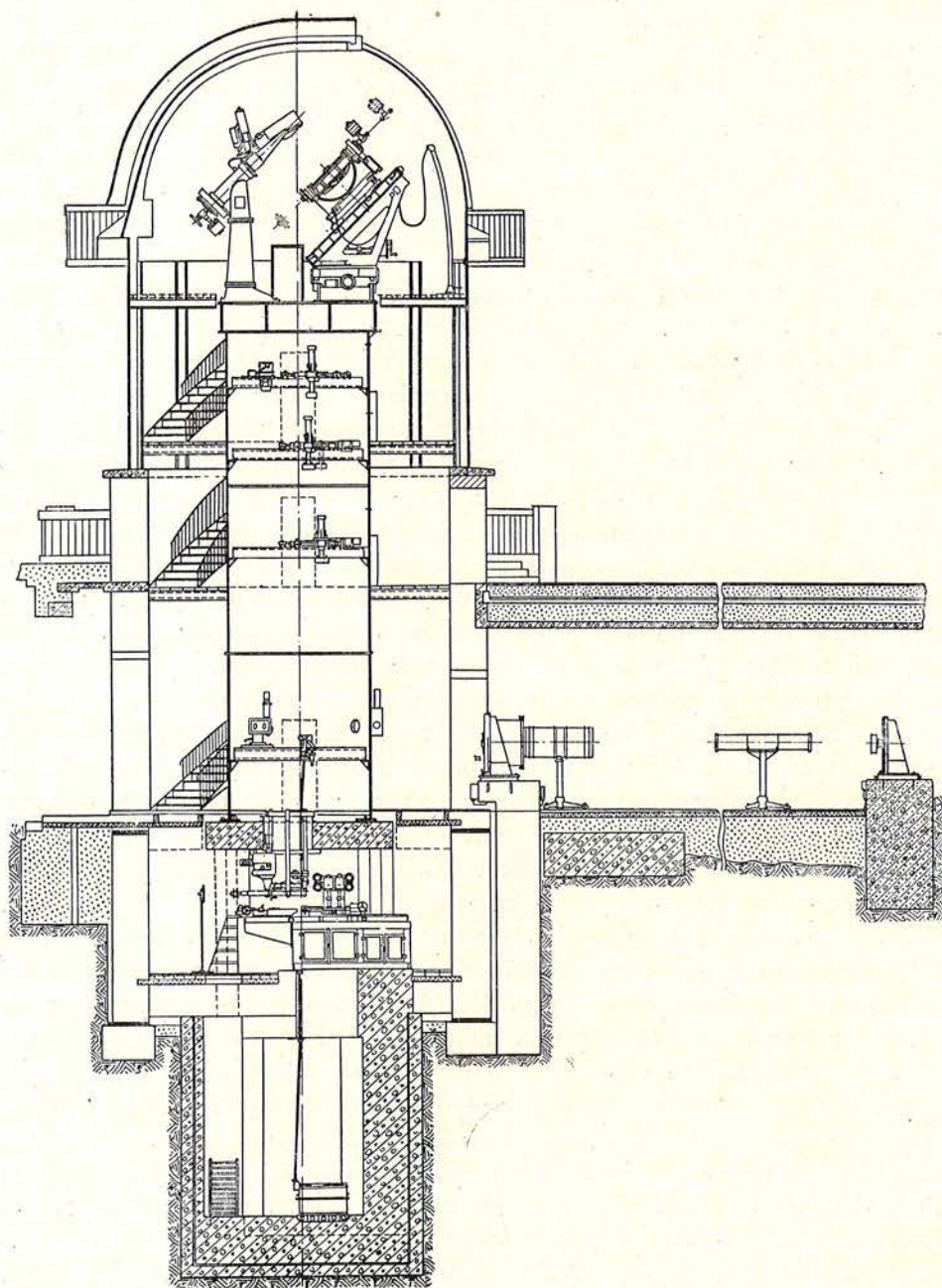
Поскольку зеркала M и M' — сферические и используются для построения изображений под значительными углами к их оси, при использовании простых плоских или сферических вспомогательных зеркал изображения будут обладать большим астигматизмом. Для устранения этой аберрации на зеркалах M_1 , M_2 , M_3 сделана ретушь, дающая такой же по величине астигматизм, как и главное зеркало, но обратного знака. Наличие этой ретуши требует установки зеркал M_1 , M_2 , M_3 достаточно строго в определенном азимуте.

Имеется ряд веских соображений в пользу вертикального расположения солнечных телескопов с выносом целостатной установки на достаточную высоту. Эти соображения, впервые сформулированные Хэйлом еще в 1907 г., следующие [3]: а) должно быть устранено влияние горячего воздуха, поднимающегося от Земли; б) почва около инструмента должна быть затенена; в) луч от дополнительного зеркала должен быть вертикальным, чтобы не было возмущений вдоль фронта плоской волны; г) стены ниже целостата должны быть сделаны так, чтобы как можно меньше тепла проникало во время работы.

В нашем башенном солнечном телескопе целостатная установка вынесена на высоту около 15 м над уровнем земли и покоится на массивной плите, приваренной к верхнему концу внутреннего цилиндра. Все лучи питающей оптики, таким образом, проходят внутри сплошного вертикального цилиндра (фиг. 3). Этот цилиндр находится внутри внешнего, окружающего его цилиндра, несущего на себе купол. Между обоими цилиндрами имеется воздушный промежуток около $1,25$ м. Такое устройство башни для солнечных телескопов впервые применено на обсерватории Мак Мэс [4]. Таким образом, метеорологические условия во внутреннем цилиндре определяются в основном только вертикальным перепадом температуры, так как быстрый теплообмен между полостью внутреннего цилиндра и окружающим воздухом практически отсутствует. Для устойчивости режима во внутреннем цилиндре существенно, чтобы он был герметичен и чтобы снизу не поступал внутрь цилиндра теплый воздух. Летом такая возможность исключается, и в теплую погоду дым внутри башни располагается горизонтальными неподвижными пластами; зимой необходимы меры, обеспечивающие теплоизоляцию.

То, что внутренний цилиндр, несущий на себе всю оптику, покоится на своем, отдельном от внешнего цилиндра фундаменте и не соприкасается с наружным цилиндром (как это видно из фиг. 3), имеет особое значение для устойчивости качества изображений. Вибрации,

связанные с вращением купола и хождением по лестнице, укрепленной с внутренней стороны наружного цилиндра, практически не вызывают



Фиг. 3. Вертикальный разрез сооружения.

сдвигов или серьезного дрожания изображений. Движения целостата также не вызывают сдвигов изображения. Серьезное дрожание возни-

кает лишь при толчках или вибрациях внутреннего цилиндра (открытие дверей на площадки внутреннего цилиндра и др.).

Предварительные испытания (при помощи искусственного источника) качества изображений, даваемых питающей оптикой, показывают, что диаметр кружка рассеяния в лучшем случае может достигать $1''2-1''$, что близко к теоретическому размеру дифракционного кружка ($0''.65$), хотя величина его сильно зависит от метеорологических условий внутри башни. Замечено, что ночью устойчивый режим устанавливается медленно и изображения хуже. Днем режим хороших изображений устанавливается иногда в течение 15 мин.—получаса.

Как правило, изображения Солнца хорошие, край Солнца резко очерчен и отчетливо видна грануляция, даже тогда, когда наблюдается сильное волнение края Солнца на внеатмосферном коронографе КГ-1, стоящем подле БСТ на значительно меньшей высоте (4 м). Этот неоднократно замеченный нами факт показывает, повидимому, что влияние приземного слоя на качество изображений до сих пор недооценивалось: подъем оптики на значительную высоту и ее изоляция от восходящих приземных токов и турбулентции играют серьезную роль в улучшении качества изображений.

При помощи зеркала C'_2 часть пучка от целостата используется для гида — искателя, объектив O_1 (диаметр — 100 мм) которого находится на уровне зеркала M_3 . При помощи линзы O_2 , стоящей позади фокуса объектива O_1 , пучок на участке O_2 , O_3 делается параллельным и проходит после отражения от зеркала M'_4 через интерференционно-поляризационный фильтр F_1 . Вторая оборачивающая линза O_3 строит монохроматическое (в лучах H_α) изображение Солнца диаметром 50 мм, которое может рассматриваться в пределах поля $15'$ в окуляр с крестом нитей: это позволяет держать на щели спектрографа то образование, спектр которого регистрируется на фотопластинку или при помощи электрофотометра. Аналогичная гидировка предусмотрена и для спектрогелиографа. В обоих случаях возможна также гидировка при помощи проекции изображения Солнца в суммарном, белом свете на белый экран.

На фиг. 3, где приведен вертикальный разрез БСТ, видно размещение отдельных его элементов. Помещение (подвальное) спектрогелиографа, равно как и расположенное в наземном павильоне помещение спектрографа, теплоизолированы от помещения башни. Колодец спектрогелиографа представляет собой стальной забетонированный снаружи и изнутри стакан, глубиной около 5 м (от уровня подвальной комнаты спектрогелиографа). На верхнем основании колодца покоится массивная панель спектрогелиографа. Стены колодца жестко связаны массивными железобетонными колоннами с фундаментом внутреннего цилиндра. Помещение спектрографа представляет собой внутреннюю, светонепроницаемую комнату (длиною около 10 м) наземного павильона БСТ, с восточной и западной сторон которой расположены четыре вспомогательные комнаты (электроагрегатная, фотокомната и две лаборатории).

Ниже приведено сравнение некоторых данных башенного солнечного телескопа нашей обсерватории с данными других, известных своей эффективной работой наиболее крупных солнечных телескопов*.

Сравнительные данные	Маунт Вилсон		Пасадена	Мак Мэс		БСТ Крымская АО, 1954 г.	Арчет- ри, 1925 г.	Потсдам, 1952 г.
	150-футовый, 1915 г.	60-футовый 1908 г.	лаборато- рия Хэйла 1925 г.	первый тауэр, 1936 г.	телескоп Мак Грегори, 1940 г.			
Диаметр, мм: целостатного зеркала питающей системы	500 300	400 300	— 300	550 400	500 300	650 400	— 300	— 300
	(объек- тив)	(объек- тив)	(зеркало)	(зеркало)	(объек- тив)	(зеркало)	(объек- тив)	
изображений Солнца	420	170	430	56, 113, 17, 71	141, 282	50, 120, 210, 350	180	113
Фокусное расстоя- ние спектрогра- фа, м	23	9	Первона- чально 23	4,5	7,5	5, 10, 20	4	7

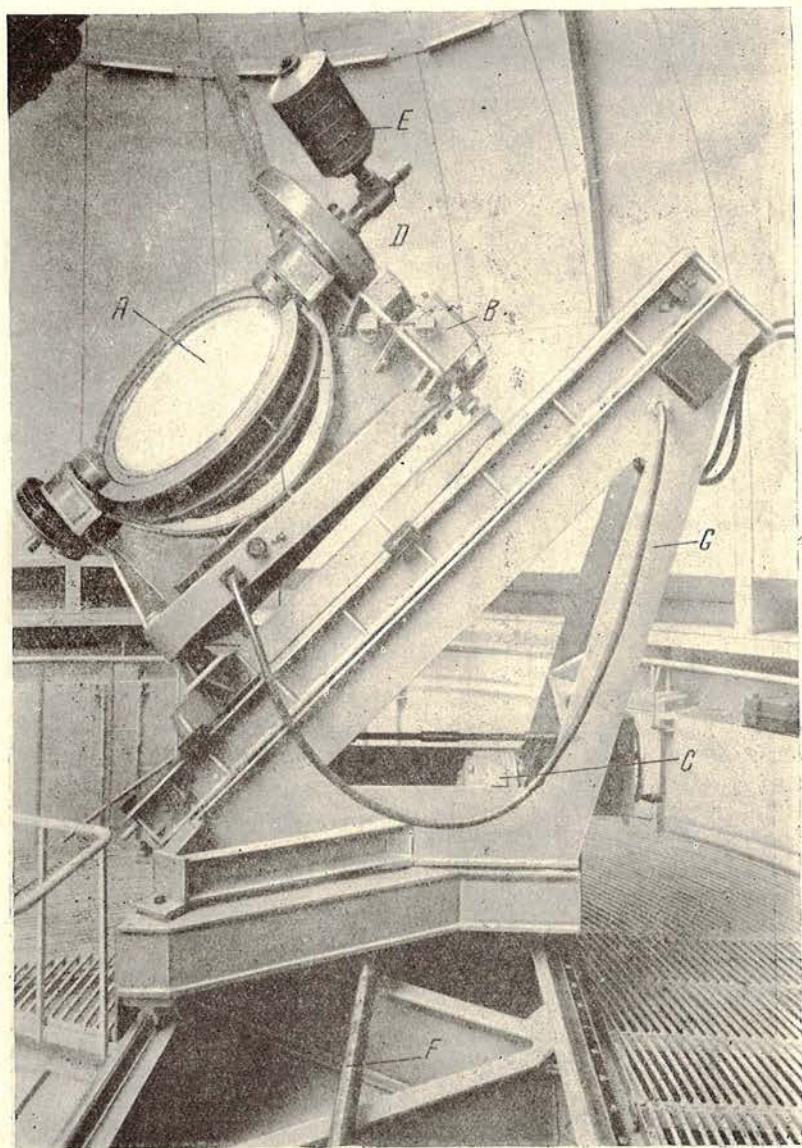
Из таблицы следует, что по своим возможностям описываемый инструмент позволяет выполнять все доступные другим современным вертикальным телескопам исследования; по количеству света, собираемого оптикой, БСТ не уступает вертикальному телескопу обсерватории Мак Мэс, а по масштабам изображений Солнца — 150-футовому солнечному телескопу обсерватории Маунт Вилсон. Некоторым, хотя и восполнимым недостатком БСТ является отсутствие линзовой комбинации питающей оптики. Преимущества линзовой комбинации связаны не только с меньшими колебаниями фокальной длины, но и в укорочении расстояния между целостатом и изображением. В нашей оптической системе луч три раза проходит во внутреннем цилиндре, и это накладывает особо жесткие условия на устойчивость воздушной массы внутри цилиндра. С другой стороны, зеркальная комбинация позволяет исследовать ультрафиолетовую часть спектра значительно дальше, нежели линзовая. Изменения фокуса в БСТ вполне ощутимы и его положение необходимо время от времени подправлять. Особенно заметны эти изменения в начале работы, пока не установился тепловой режим зеркала.

§ 2. ЦЕЛОСТАТНАЯ УСТАНОВКА БСТ

Целостатная установка рассчитана для широты $44^{\circ}43'5''$. На фиг. 4 приведена фотография целостата БСТ. Целостатное зеркало А из пирекса покоится на шести чашках в массивной оправе, концы оси которой находятся в подшипниках горловины, сваренной с плитой. Суточное вращение целостата и вращение его со скоростями 10° , $25'$ и $7'$ в минуту времени производится от моторов В через редукторы и коронную шестерню D. Плита с горловиной полярной оси целостата юстируется относительно

* См. недавнюю сводку Куртэз [5].

другой, нижней плиты, которая может перемещаться в пределах ± 60 см по гипотенузе призмы G вдоль направляющих при помощи мотора C (это движение можно также осуществлять от руки). Вся призма с целостатом может перемещаться в пределах ± 100 см вдоль

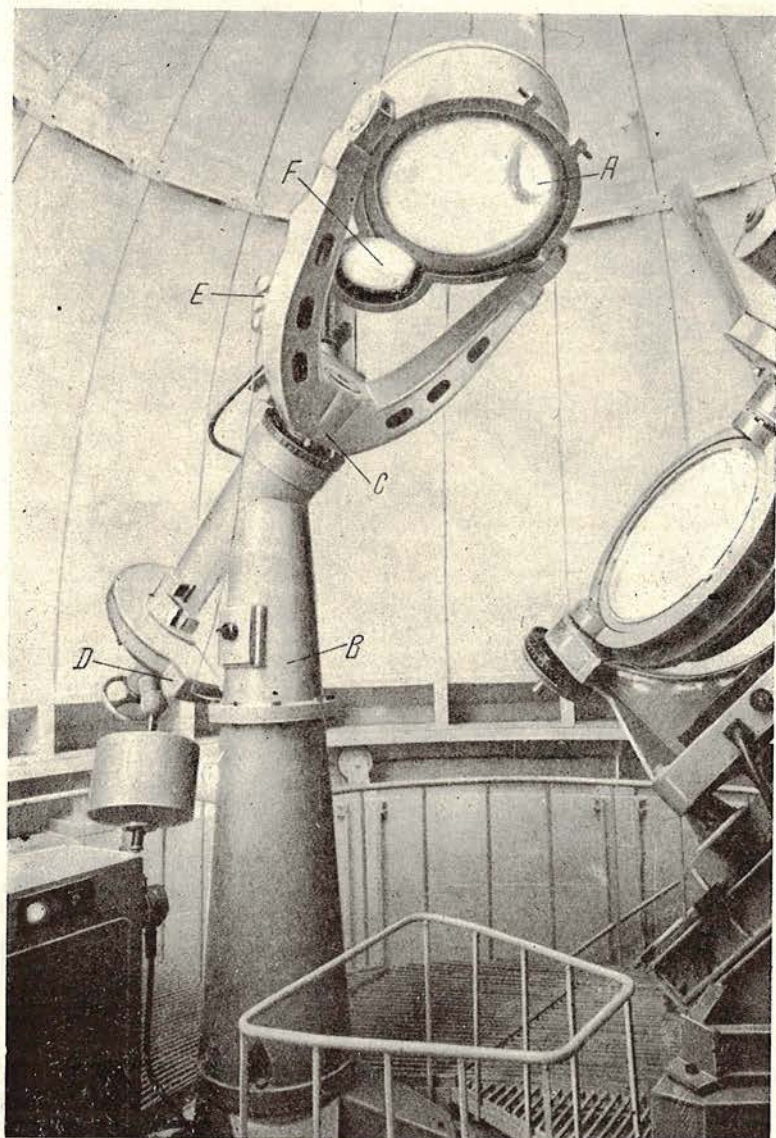


Фиг. 4. Целостат.

направляющих с востока на запад при помощи мотора, приводящего во вращение винт F . Противовес E на полярной оси целостата выбирает люфты при его вращении и уравнивает зеркало.

Дополнительное зеркало A (фиг. 5), диаметром 600 мм, монтируется на колонне B с вилкой C , ось которой наклонена под углом 45° к вертикальной оси колонны. Установочное вращение вилки вокруг

ее оси производится или от руки, или при помощи мотора с редуктором *D* со скоростью 15° за минуту времени. Наклон дополнительного зеркала или вращение его вокруг горизонтальной оси производится моторами *E* со скоростями 12° , $20'$ и $1'$ в минуту времени при помощи



Фиг. 5. Дополнительное зеркало.

вала и штока, поднимающего или опускающего задний конец оправы дополнительного зеркала. В той же самой оправе находится зеркало гида — искателя *F* диаметром 214 мм. В левом нижнем углу показан пульт управления движениями целостатной установки.

Некоторые отступления от первоначального проекта, допущенные при составлении технического проекта и вызванные конструктивными

соображениями, привели к небольшому уменьшению размеров целостатного и дополнительного зеркал и созданию отдельной клетки для зеркала гида. Однако это изменение оказалось неудачным, так как зеркало гида в зимнее время плохо заполняется светом и его использование в это время практически невозможно. Также сокращен был, по сравнению с оптимальным, расход движения целостата по призме и несколько изменено расположение зеркал. Это, однако, не вызвало заметного ухудшения заполнения зеркал.

Если, как обычно, для вертикальной целостатной установки ввести углы: t — часовой угол падающего луча, t_R — часовой угол отраженного луча, i — угол падения луча на целостат, α — угол падения луча на дополнительное зеркало (фиг. 6), то согласно теории целостатов (см., например, В. Гартман [6]),

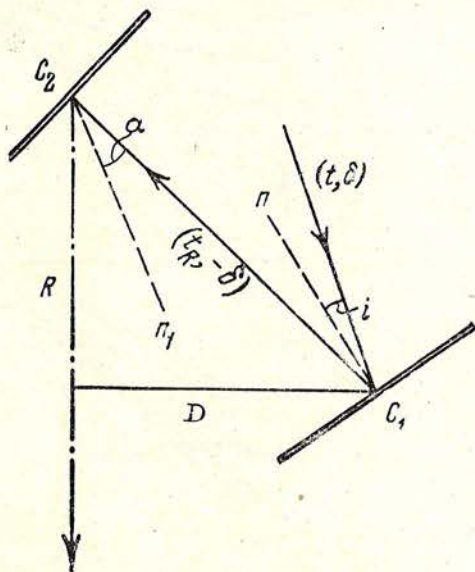
$$\begin{aligned} \cos i &= \cos \delta \cos \tau, \quad \cos 2\alpha = \\ &= -\sin \varphi \sin \delta + \\ &+ \cos \varphi \cos \delta \cos t_R, \quad \tau \equiv \frac{t - t_R}{2}, \quad (1) \end{aligned}$$

где δ — склонение Солнца. Здесь часовой угол Солнца, как известно,

$$t = m + T_0 + Mv_0,$$

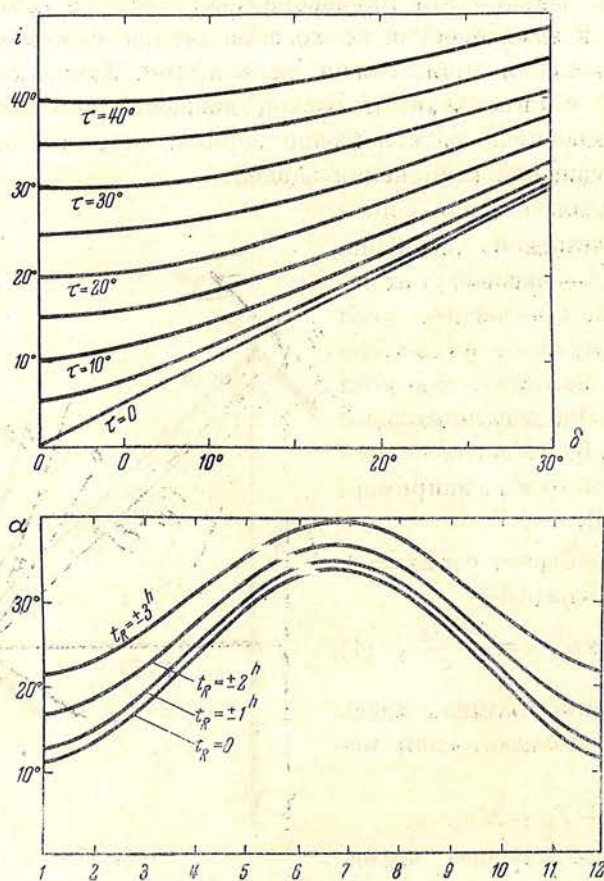
где m — местное среднее время (от местной полуночи), T_0 — часовой угол Солнца в 0^h всемирного времени, M — всемирное время, v_0 — часовое изменение T_0 для данного момента.

Вычисления по формулам (1) дают зависимости i от δ и τ и α (δ , t_R) (приведены на фиг. 7), из которых следует, что значения α и i , не превышающие 45° , обеспечиваются условиями $|t_R| < 3^h$ и $|t| < 3^h$. Эти условия определяют наибольшие и наименьшие значения R и D (см. фиг. 6) при заданных размерах зеркал, а также перемещение в плоскости восток—запад, или $-D_{\min} \operatorname{tg} t_R$. Для БСТ величина $D_{\min}$ должна быть не менее 70 см и расход движения с востока на запад — около 150 см; изменение R оказывается около 110 см, и перемещение по призме около ± 75 см, а высота центра дополнительного зеркала относительно основания призмы около 210 см. Некоторое отклонение от этих условий, допущенное при изготовлении инструмента, приводит к тому, что особенно в зимнее время, при малых часовых углах τ , луч, падающий вниз от дополнительного зеркала, частично загораживается нижним концом оправы целостатного зеркала. Этого можно



Фиг. 6. К расчету вертикальной целостатной установки.

избежать, отодвинув целостат в направлении на восток или запад, ценою небольшой потери в заполнении светом дополнительного зеркала.

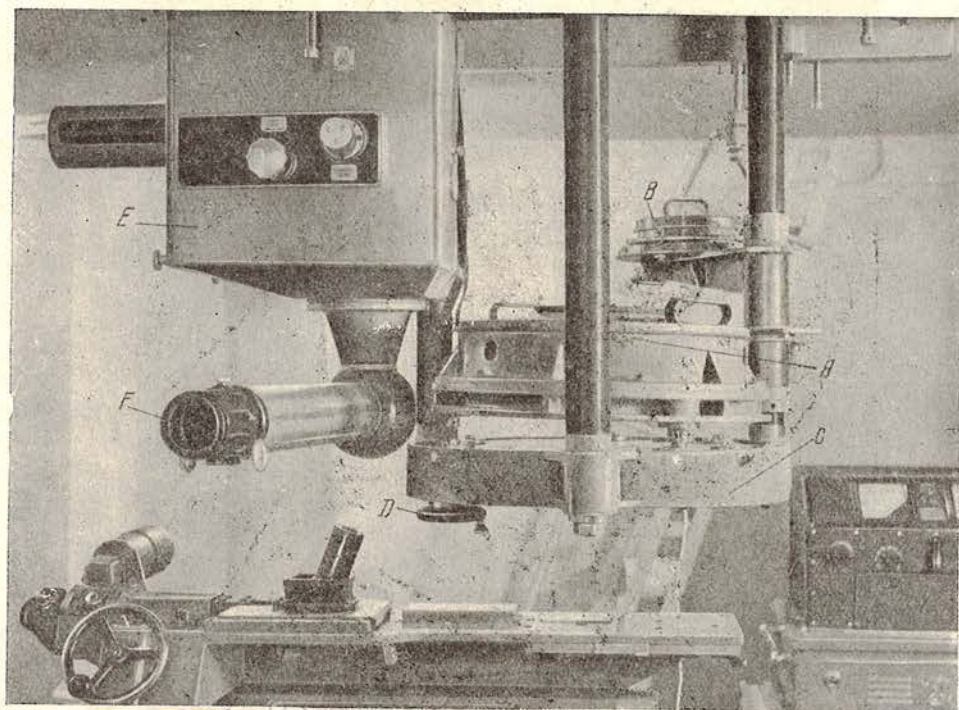


Фиг. 7. Зависимость угла i от склонения Солнца δ для разных τ и зависимость α от времени года для разных углов t_R .

§ 3. ПИТАЮЩАЯ ОПТИКА

Главное зеркало (фиг. 8) находится в подвальном помещении и заключено в массивную оправу A ; снизу оно разгружено на шесть точек при помощи трех коромысел с чашками. Оправа зеркала покоится на трех винтах горизонтальной плиты C , укрепленной на трех стержнях, спускающихся вниз и приболченных сверху к раме, находящейся на уровне земли на бетонном перекрытии, служащем основанием всего внутреннего цилиндра. Один из трех стальных винтов, на которых покоится дно оправы зеркала (ориентированный на юг), имеет рукоятку D , посредством которой можно установить нужный угол ($2^\circ 59'$) наклона зеркала к его оси. Юстировкой винтов следует установить плоскость падающего и отраженного лучей в плоскости меридиана при условии, что центры главного и дополнительного зеркал находятся на линии

отвеса. На одном из стержней на кронштейне находится откидное сферическое зеркало M' (см. фиг. 2), предназначенное для получения 50-миллиметрового изображения Солнца. На уровне главного зеркала находится коробка E с интерференционно-поляризационным фильтром и окуляр гида-искателя F . Внизу на фиг. 8 видна панель спектрогелиографа (щели и механизм движения не установлены).



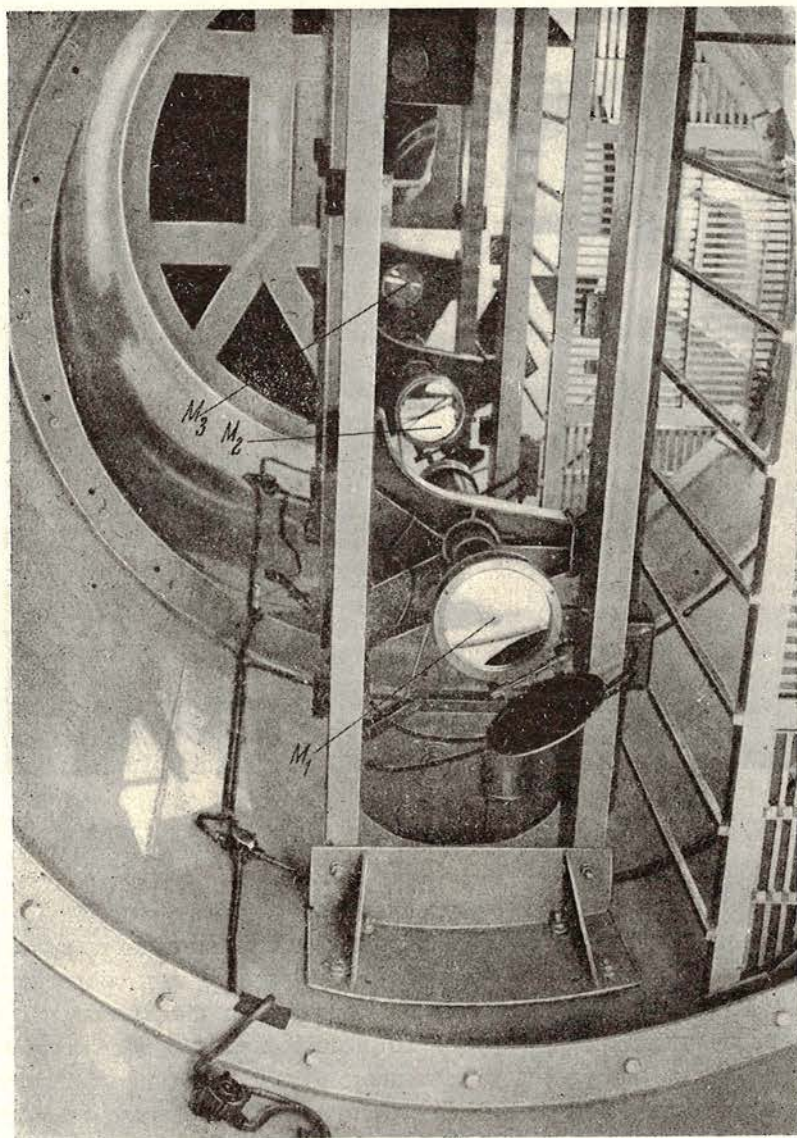
Фиг. 8. Главное зеркало и панель спектрогелиографа.

На фиг. 9 показан вид внутреннего цилиндра (вид снизу вверх) с тремя зеркалами M_1 , M_2 , M_3 , дающими в комбинации с зеркалом M изображения Солнца диаметром 120, 210 и 350 мм соответственно. Каретки для этих зеркал крепятся на массивных швеллерах к стенкам внутреннего цилиндра. На фиг. 10 показана более детально система крепления зеркал M_1 и M_2 с механизмом отката. На швеллерах укрепляются цилиндрические штоки B , направляющие движение отката и наката, осуществляемое мотором D с пульта управления при помощи шатуна E . Фокусировка осуществляется мотором C с пульта управления. Для обоих движений отката—наката и фокусировки предусмотрены концевые выключатели. На оправе зеркала имеются винты, позволяющие установить правильный наклон отраженного луча.

Самое верхнее зеркало M_3 , с помощью которого строится 350-миллиметровое изображение Солнца, — неподвижное (фиг. 11). Оно находится на той же раме, что и объектив искателя A . Фокусировка искателя

осуществляется мотором B , а открывание крышки объектива искателя — мотором C .

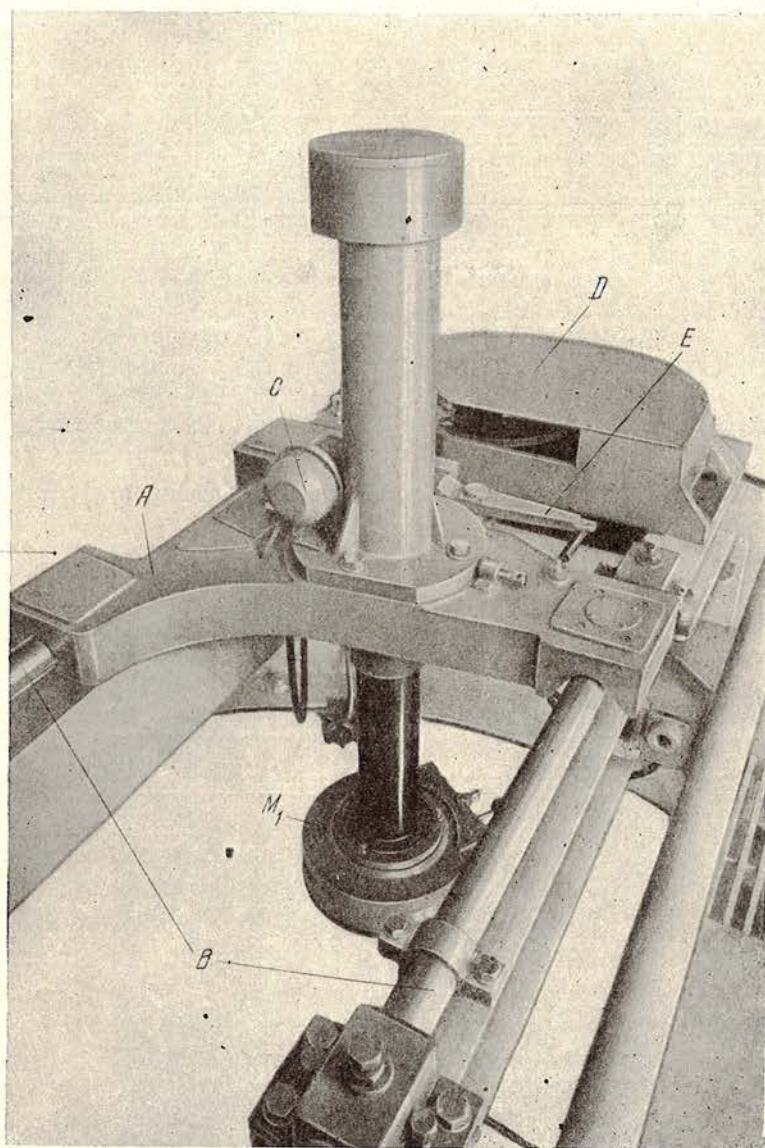
На фиг. 12 показан самый нижний оптический узел внутреннего цилиндра — узел диагонального зеркала M_4 . Наклон зеркала к гори-



Фиг. 9. Внутренний цилиндр и вспомогательные зеркала (вид снизу).

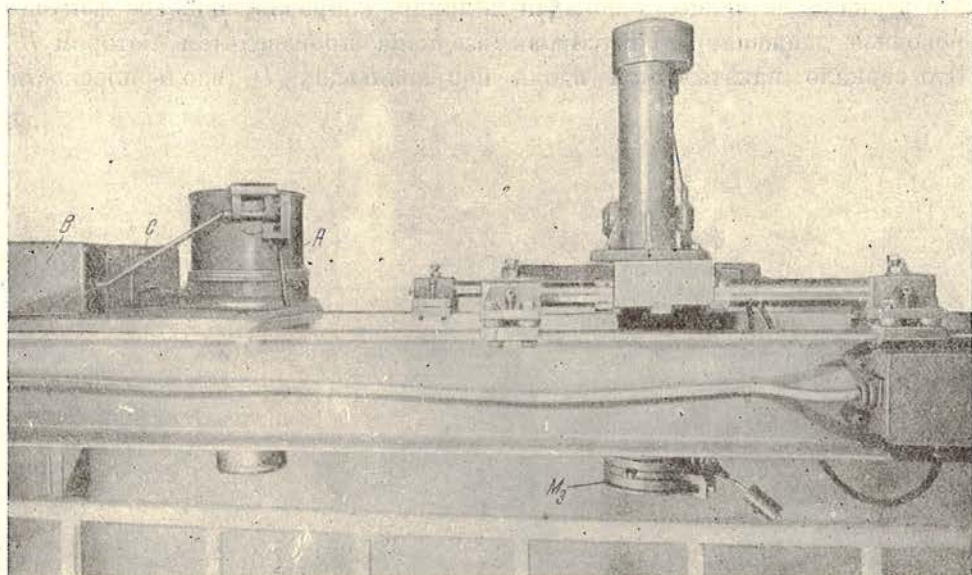
зонтальной плоскости осуществляется микрометрическим винтом A , а азимутальный поворот отраженного пучка — двумя винтами, расположенными под винтом A . На каретке диагонального зеркала располагается также дополнительное плоское зеркало M'_1 , при помощи которого получается изображение Солнца, диаметром 50 мм (на фиг. 12

это зеркало не видно, а показан цилиндр, направляющий его фокусировочное движение). Фокусировка зеркала производится мотором *B*. Это зеркало накатывается вдоль направляющих *D* (вдоль плоскости

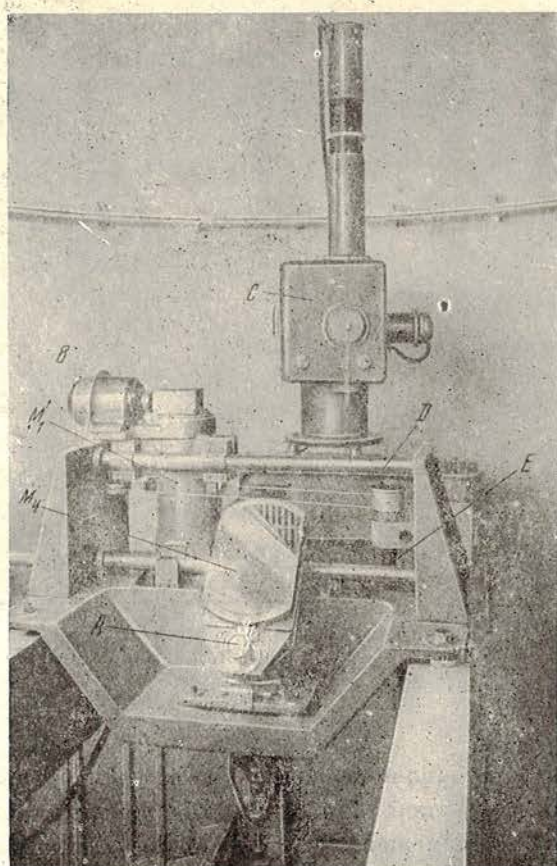


Фиг. 10. Вспомогательное зеркало для комбинации $F = 35$ м и объектив гиа.

восток—запад) на ось башни посредством троса и барабана, приводимого в движение рукояткой *E* из подвальной комнаты спектрогелиографа. В коробке *C* размещен узел с первой оборачивающей линзой и дополнительным зеркалом гиа-искателя.



Фиг. 11. Вспомогательное зеркало для комбинации $F = 12$ м.



Фиг. 12. Узел диагонального зеркала.

§ 4. СПЕКТРОГРАФ

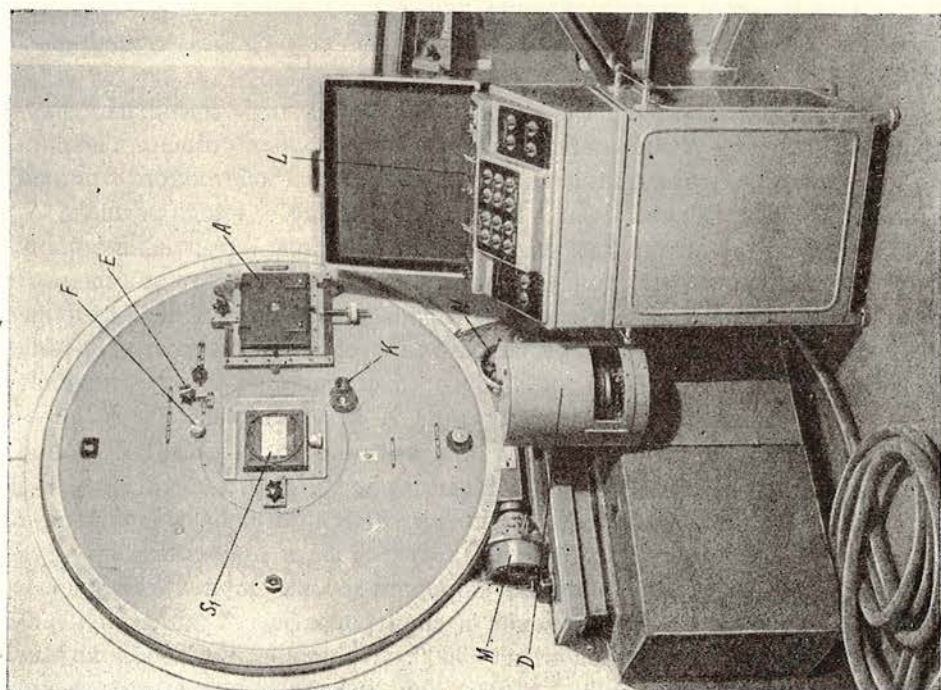
Горизонтальный диффракционный спектрограф расположен в помещении, длиной более 10 м, ориентированном в направлении север—юг (см. фиг. 3). Его оптическая схема приведена на фиг. 2.

Луч ст щели S_1 , высотой 50 мм, падает на коллиматорное зеркало m_1 с фокусным расстоянием 10 м, диаметром 230 мм; параллельный пучок от зеркала m_1 падает на решетку G_1 с размером заштрихованной площади 150×150 мм. Камерное зеркало m_2 , диаметром 300 мм и фокусным расстоянием 10 м, образует изображение спектра в адаптере P , находящемся в той же плоскости, что и щель S_1 . Адаптер-кассета имеет размеры 13×18 см. Кроме этой комбинации с фокусным расстоянием 10 м, имеется комбинация с фокусным расстоянием 20 м, которая осуществляется путем замены зеркала камеры m_2 с фокусным расстоянием 10 м на зеркало с фокусным расстоянием 20 м и одновременного крепления к задней части адаптера P плоского зеркала. В этом последнем случае изображение спектра строится уже в плоскости коллиматорного и камерного зеркал m_1 , m_2 .

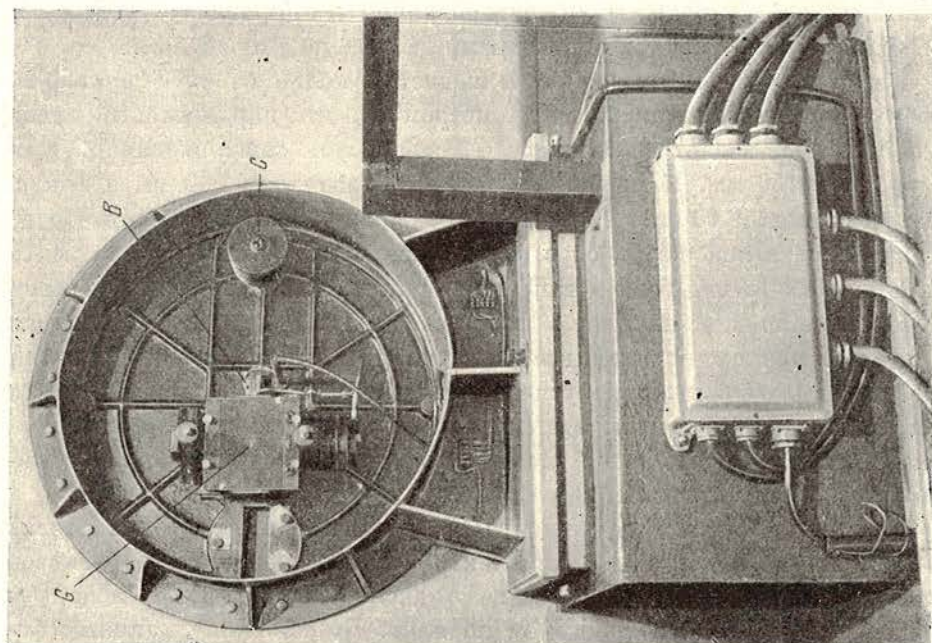
Первая комбинация с фокусным расстоянием 10 м предназначена для фотографирования и фотоэлектрической регистрации спектров различных образований на Солнце с дисперсией $1.5 \text{ \AA}/\text{мм}$ в первом порядке или $0.75 \text{ \AA}/\text{мм}$ во втором порядке. Вторая комбинация, с фокусным расстоянием камеры 20 м и с дисперсией около $1 \text{ \AA}$ на 6 мм в четвертом порядке, предназначена для исследования слабых магнитных полей на Солнце и тонкой структуры контуров спектральных линий.

Все элементы спектрографа смонтированы на двух массивных вертикальных дисках, установленных на железобетонных столбах в южном и северном концах помещения и соединенных железобетонной стяжкой (фиг. 3). Передний диск (фиг. 13а) несет на себе входную щель S_1 (в центре диска), адаптер для кассеты A с наружной стороны и оправу для диффракционной решетки G , электромагнитный затвор для щели B и противовес C (фиг. 13б) с задней стороны диска. На задней стороне адаптера (фиг. 13б) имеются три болта для крепления плоского зеркала для комбинации 20 м. На заднем диске (в северной части помещения; фиг. 14) размещены зеркало коллиматора A и зеркало камеры B (сменное). Оба диска, как передний, так и задний, вращаются синхронно в своих оправах при помощи сельсин-моторов M и рукоятки N .

Оправы для дисков юстируются по высоте и азимуту, что позволяет выставить оба диска с нужной степенью точности параллельно друг другу (вернее — выставить беговые дорожки обоих дисков). При этом условии расположение всех пучков в спектрографе сохраняется неизменным при вращении дисков на 360° . Практически необходимым повороты дисков в пределах $\pm 90^\circ$: они позволяют поставить щель спектрографа в любом интересующем нас направлении на диске Солнца. На краю дисков имеются оцифрованные лимбы с делениями. Экспозиции

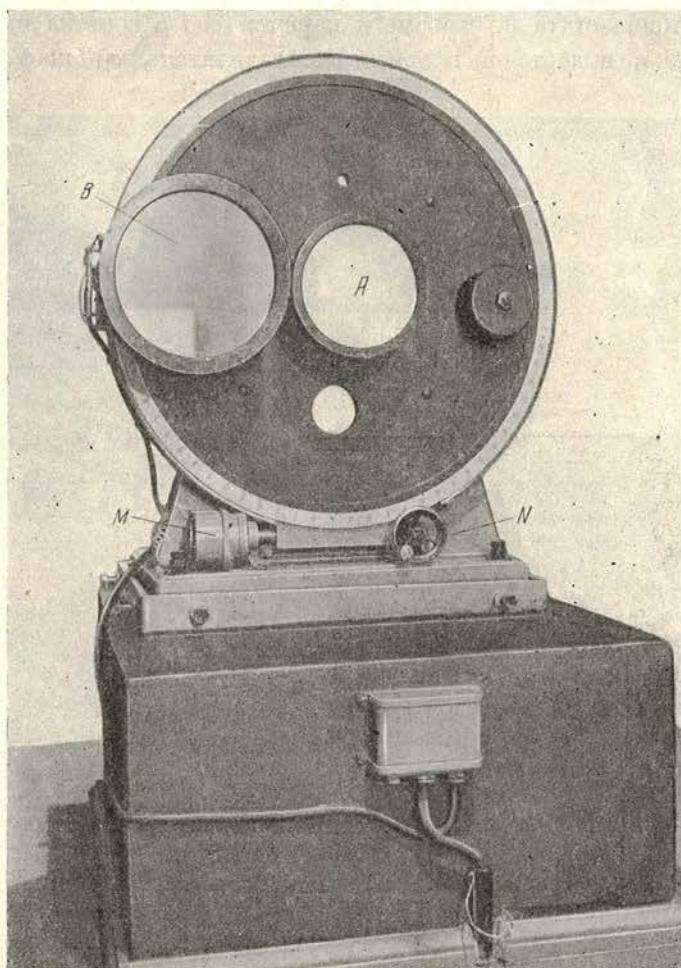


Фиг. 13а. Передний диск спектрографа (вид спереди).



Фиг. 13б. Передний диск спектрографа (вид сзади).

производятся датчиком *D*, расположенным на столбе переднего диска (фиг. 13а). На фиг. 13а *E* и *F* — рукоятки грубого и тонкого поворота решетки, *K* — окуляр лимба решетки, *L* — пульт управления



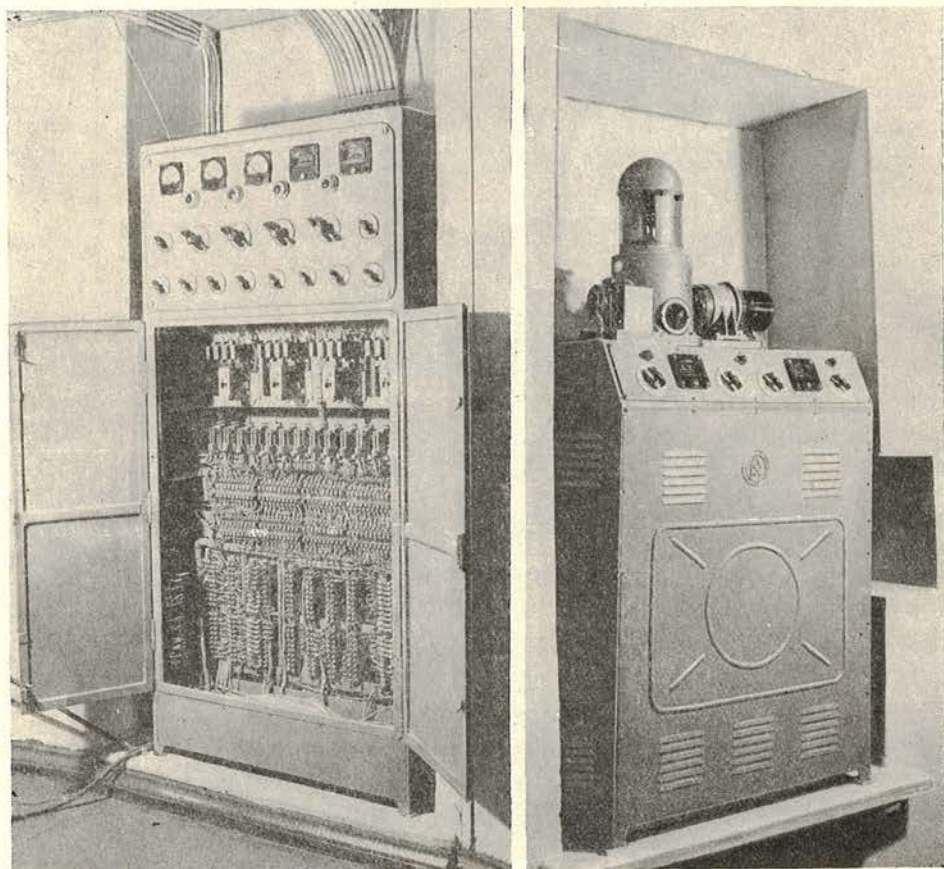
Фиг. 14. Задний диск спектрографа.

всеми движениями зеркал и купола. Зеркала спектрографа имеют фокусировочные движения и юстировку наклона. Предусмотрено перемещение кассеты относительно адаптера, что позволяет на одной пластинке получить ряд спектров.

§ 5. УПРАВЛЕНИЕ ТЕЛЕСКОПОМ

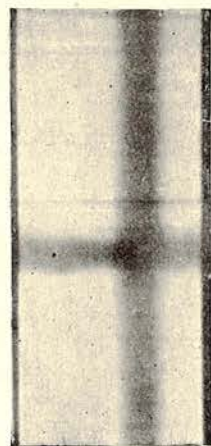
Все управление телескопом осуществляется моторами с трех пультов управления. Установленный рядом с целостатной установкой (на той же площадке) пульт позволяет управлять всеми движениями только целостатного и дополнительного зеркал (за исключением тонких движений). Пульт возле передней щели спектрографа и в подвальном

помещении, рядом с панелью спектрогелиографа, позволяют управлять всеми движениями целостатной установки и купола, а также зеркал внутри цилиндра. Питание электроуправления БСТ осуществляется от сети 220/380 в. Напряжение 380 в обеспечивает движения купола, перемещения целостата по призме и перекал его с востока на запад и обратно, а также подается на главный распределительный шкаф (фиг. 15);

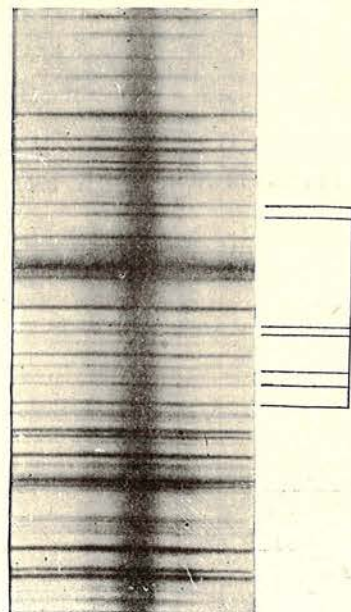


Фиг. 15. Главный распределительный шкаф и часовой механизм.

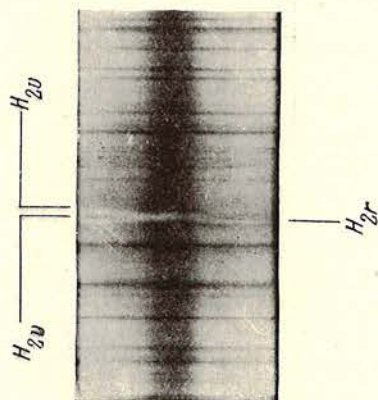
напряжение 220 в служит для питания источников сравнения, а также от него через выпрямитель и трансформатор 220/24 в подается 24 в на датчик экспозиций и моторы спектрогелиографа; переменное напряжение 115 в подается через автотрансформатор и питает систему часового механизма, сельсин-моторы дисков спектрографа и некоторые моторы спектрогелиографа. Моторы коррекционного управления целостатной установки, а также моторы зеркал внутри цилиндра питаются постоянным током напряжением 110 в, которое подается в распределительный шкаф от выпрямителя, стоящего после входа сети. Этот шкаф содержит предохранители, систему пускателей и реле для передачи управления с одного пульта на другой.



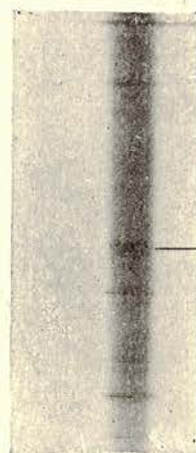
Фиг. 16. Линия H_{α} в спектре пятна 12 января 1955 г.



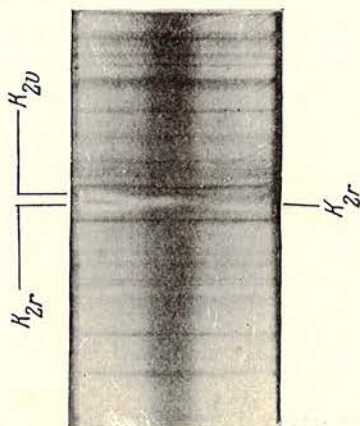
Фиг. 18. Сдвиги металлических линий над пятном 12 января 1955 г.

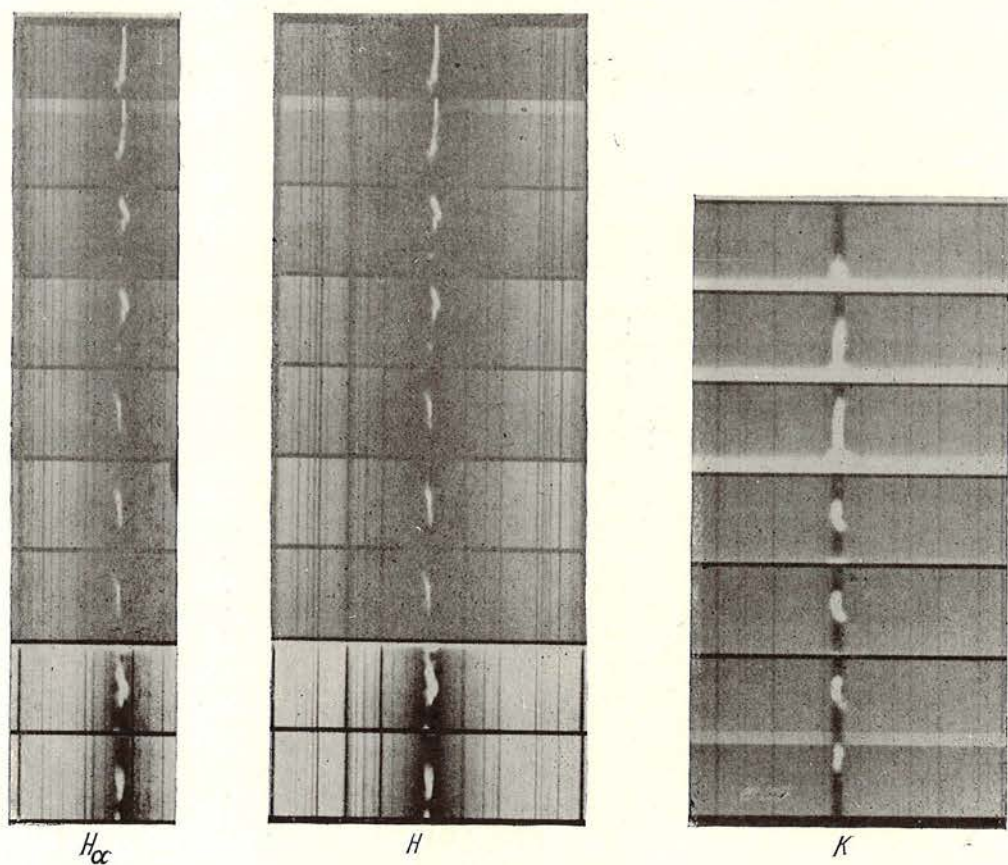


Фиг. 17. Линии H_2 и K_2 в спектре пятна 12 января 1955 г.



Фиг. 19. Зеемановское расщепление линий $Cr \lambda 6537.95$ и $Fe \lambda 6498.95$ в спектре пятна 12 января 1955 г.





Фиг. 20. Вид линий H_{α} и H и K в спектре протуберанца 30 января 1955 г.

Часовой механизм БСТ (фиг. 15) — электромеханический, системы Цейса с центробежным регулятором, а также с регулировкой сопротивления шунта мотора, связанного жестко с синхронным генератором. Изменение разности грузов центробежного регулятора вызывает замыкание и размыкание тока в шунте мотора и изменение скорости вращения мотора и генератора, вырабатывающего ток для синхронного мотора часового движения целостата.

Спектрогелиограф и спектрограф снабжены дуговыми генераторами, работающими в режиме дуги и искры от напряжения 220 в, а также устройствами для питания спектральных ламп и гейслеровых трубок.

§ 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ИСПЫТАНИЙ ПРИБОРА ЗЕЕМАН-ЭФФЕКТ В ПЯТНАХ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЛИНИЙ

Предварительное исследование спектрографа в первой комбинации (фокусное расстояние 10 м) было проведено с диффракционной решеткой 150×150 мм, 600 штрихов/мм и концентрацией света во втором порядке. Если параллельный луч от коллиматорного зеркала, падающий на решетку, отразить обратно на это зеркало, и рассматривать у входной щели S_1 изображение светящейся точки, помещенной в плоскости этой щели (автоколлимационная система), то можно обнаружить малейшие aberrации и неправильности поверхности зеркала. Оказалось, что даже небольшой пережим винтов верхнего упорного кольца зеркала вызывает при исследовании зеркала способом Гартмана или теньевым способом очень сильные искажения светящейся точки. Эти пережимы лучше всего устранять именно таким испытанием. Качество изображений точки в нулевом порядке вполне хорошее, диффракционная картина практически симметричная. Фокусировка большего, камерного зеркала способом Фуко показывает очень небольшую асимметрию теневой картины при устранении возможных пережимов решетки и зеркал. Теоретическая разрешающая сила первой комбинации равна 180000 или $0.03 \text{ \AA}$; практическая разрешающая сила была оценена из фотометрического измерения контуров зеленых линий криптона. Полуширина инструментального контура оказалась приблизительно равной $0.04 \text{ \AA}$, что близко соответствует теоретической разрешающей силе и свидетельствует о хорошем качестве спектрографа.

Зимой 1954—1955 гг. были получены некоторые пробные фотографии спектров. Особенно важным для испытания возможностей прибора представлялось получение фотографий зеемановского расщепления спектральных линий в солнечных пятнах (тем более, что исследование магнитных полей в солнечных пятнах в нашей стране, к сожалению, до сих пор не проводилось). В первую половину января 1955 г. на диске Солнца наблюдалось крупное пятно и 12 января 1955 г. нами был получен ряд спектров этого пятна при изображении Солнца, диаметром 210 мм, возле линии H_α и в синей части спектра. Вид линии H_α в спектре пятна весьма интересный (фиг. 16). Вне пятна, рядом

с полутенью, линия H_α заметно расширена и светлее, чем в других частях; в этом участке располагался светлый флоккул. Интересна также асимметрия линии H_α над флоккулом: верхняя часть линии H_α над флоккулом сдвинута в красную сторону, нижняя в фиолетовую. Над полутенью линия H_α заметно уже и темнее, чем над флоккулом. Наиболее интересен вид H_α над ядром: здесь вблизи границы ядра заметно эмиссионное обращение H_α — явление, которое, насколько нам известно, не описывалось до сих пор. Другая, большая часть H_α над ядром имеет обычный вид, хотя интересно, что H_α над ядром несколько шире, чем над полутенью. Что касается эмиссии, то одновременные наблюдения на внеатмненном коронографе КГ-1 с интерференционно-поляризационным фильтром (установка описана в [7]) показали, что возле пятна находилось волокно, конец которого «упирался» в ядро и выглядел как яркая (на фоне ядра) точка. Ниже, на другой стороне полутени, линия H_α опять становится уже и затем, вне полутени, несколько расширяется. Не менее интересны спектрограммы в линиях H и K ионизованного кальция (фиг. 17). Помимо обычной картины — наличия самопоглощения H_3 и K_3 вне пятна и исчезновения его над пятном, отчетливо видно, что с одной стороны пятна присутствуют оба компонента K_{2v} , H_{2v} и K_{2r} , H_{2r} , тогда как с другой стороны пятна K_{2v} и H_{2v} компоненты практически отсутствуют. Возможно, что этот эффект связан со своеобразным движением ионов Ca^+ в области пятна или движением протуберанца вблизи пятна.

Кроме того, были сняты спектры в районе H_β , где имеется ряд резких металлических линий, интересных для изучения движений металлов над пятном (фиг. 18). Внимательное рассмотрение этих спектрограмм отчетливо указывает на движения типа Эвершед-эффекта. Однако удивительно то, что с одного края пятна эти линии несколько сдвинуты в красную сторону, а с другой — в фиолетовую (например, линии, отмеченные черточками).

Эти предварительные наблюдения приведены нами лишь для иллюстрации очень широких возможностей исследования тонких спектральных эффектов и их исключительного многообразия при фотографировании спектров активных областей с большой дисперсией и разрешающей силой.

Не менее интересна также возможность измерения магнитных полей пятен. Эффект Зеемана обнаружен нами для ряда линий в спектрах пятна 12 января 1955 г. Наиболее сильно он выражен для линии Sr λ 6537.95 и линии FeI λ 6498.95. На фиг. 19 приведены фотографии зеемановского расщепления этих линий в спектре пятна 12 января 1955 г., полученные без применения какой-либо поляризационной оптики. Измерения для линии λ 6498.95 дали расщепление $\Delta\lambda = 0.11 \text{ \AA}$, а для линии λ 6537.95 величину $\Delta\lambda = 0.20 \text{ \AA}$. Пятно было недалеко от центрального меридиана и его магнитное поле было ~ 3000 гаусс. Практически по линии FeI λ 6173 $\text{\AA}$ можно, повидимому, измерять поля с напряженностью выше 500 гаусс при применении поляризационной оптики.

На фиг. 20 приведены последовательные спектрограммы в линиях H_{α} и H и K протуберанца 30 января 1955 г., быстро развивавшегося с 15^h до 17^h местного времени. Особый интерес представляют спектрограммы в линиях H и K: помимо резко бросающегося в глаза эффекта лучевой скорости, заметно весьма серьезное различие в виде самой эмиссии для различных узлов, особенно разительное для поднимающегося снизу ствола протуберанца (линии H и K — очень узкие) и узлов в верхней его части, где линии H и K широкие и диффузные.

* * *

Испытания двухлучевого спектрогелиографа еще не закончены, поэтому его описание и результаты наблюдений с этим инструментом будут приведены в следующей статье.

Как указывалось выше, разработка технического проекта инструмента была выполнена инженером П. В. Добычиным при участии А. В. Меркулова и В. В. Титова. Всем им мы приносим глубокую благодарность. Выражаем большую признательность ст. научному сотруднику обсерватории Г. А. Моницу, принявшему активное участие в обсуждении проекта инструмента, а также научному сотруднику А. Е. Балковому за изготовление фотографий инструмента.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Гильварг и А. Е. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 3, 1949; 6, 45, 1950.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949; Г. А. Монин и А. Б. Северный. Там же 7, 113, 1951.
 3. G. Hale. Ap. J. 25, 68, 1907.
 4. R. McMath. Publ. of the Observ. Univ. Mich. 7, No. 1, 1937.
 5. The Sun, ed. by G. Kuiper, Chic., 1953.
 6. W. Hartmann. Astr. Abh. Hamb. Sternw. Bergedorf 4, No. 1, 1—35.
 7. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 3, 1954.
-

О ПРОИСХОЖДЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА
ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

Э. Р. Мустель

Рассматривается вопрос о возможном механизме возникновения непрерывного спектра у хромосферных вспышек. Вначале рассматривается весь имеющийся наблюдательный материал и проводятся числовые расчеты, указывающие на то, что, по видимому, яркие вспышки, наблюдавшиеся в интегральном свете, не могли быть обусловлены ярколинейчатой эмиссией, т. е. имели место непрерывная эмиссия.

Рассмотрены два возможных механизма образования непрерывного спектра у хромосферных вспышек. Первый механизм — рекомбинационный. Здесь свечение в оптическом диапазоне спектра обусловлено захватами электронов на третий, четвертый и т. д. уровни водородного атома. Проведенные расчеты показывают, что в определенных случаях этот механизм мог бы давать непрерывное свечение с интенсивностью, равной наблюдаемой.

Однако этот механизм встречается с той трудностью, что, согласно ионосферным наблюдениям, интенсивность излучения Солнца за пределом серии Лаймана не возрастает сильно во время хромосферных вспышек. Вместе с тем рекомбинационный механизм должен влечь за собой заметное усиление интенсивности в этой части спектра.

Второй механизм возникновения непрерывного спектра хромосферных вспышек, значительно более правдоподобный, чем первый, заключается в следующем. Ряд фактов свидетельствует о том, что хромосферные вспышки наблюдаются на всех ярусах солнечной атмосферы, в короне, хромосфере и фотосфере. Эти же факты позволяют заключить, что некоторые очень яркие хромосферные вспышки (у которых как раз и наблюдается непрерывная эмиссия) в первые моменты своего существования располагаются в большом диапазоне высот, захватывая не только корону и хромосферу, но также и фотосферу. Это же должно вести к нагреванию последней.

Повышение средней температуры фотосферы в области хромосферной вспышки всего на $150-200^\circ$ может объяснить наблюдаемую повышенную интенсивность непрерывного свечения в этой области.

Далее приводятся аргументы в пользу того, что источником хромосферных вспышек, а также источником вещества с высокими внутренними энергиями (корональная материя, частицы, образующие космические лучи из вспышек) должны быть не только хромосфера и корона, но и более глубокие подфотосферные области.

В заключение работы сформулированы основные наблюдательные задачи дальнейшего изучения непрерывного спектра хромосферных вспышек.

1. В последнее время хромосферные вспышки привлекают к себе все больше и больше внимания. Это связано с тем, что хромосферные

вспышки вызывают ряд эффектов во внешних слоях земной атмосферы, их появление сопровождается усилением интенсивности космических лучей, и вообще эти вспышки — крайне интересный процесс, носящий резко нестационарный характер. Изучение этого процесса сможет, повидимому, способствовать уяснению некоторых явлений, происходящих в оболочках нестационарных звезд различных типов.

Больше всего сведений о хромосферных вспышках мы можем получить из изучения их эмиссионного спектра. Но до сих пор главное внимание уделялось линейчатому эмиссионному спектру вспышек. Краткие сведения и литературу можно найти в [1, 2]. Особенно интенсивно изучались линия H_α водорода, линии H и K Ca^+ . Все же о физических условиях в хромосферных вспышках мы знаем очень мало. Так, кинетическая температура и электронное давление во вспышках оцениваются крайне неуверенно. Повидимому, единственные, более или менее правдоподобные параметры, которыми мы располагаем сейчас, это числа поглощающих атомов водорода, создающих линию H_α в спектрах хромосферных вспышек. Эти числа получены [3] на основании истолкования эмиссионного контура линии H_α в спектре большой хромосферной вспышки, наблюдавшейся 5 августа 1949 г. Исходные физические предпосылки, положенные в основу этого истолкования, подтверждены также в работе Гольдберга, Додсон и Мюллер [4].

В последней работе А. Б. Северного и автора [5] получены аналогичные параметры для линий H и K хромосферной вспышки 13 июня 1950 г.

Из сказанного следует, что требуется еще очень большая работа по изучению всех сторон этого наиболее интересного явления в атмосфере Солнца. В связи с этим большое значение имеет изучение непрерывного спектра хромосферных вспышек. Непрерывный спектр наблюдался уже у ряда хромосферных вспышек. Сошлемся на некоторые наиболее интересные случаи вспышек, наблюдавшихся на диске: а) вспышка 31 марта 1938 г. [6]; б) вспышка 26 июля 1937 г. [7]; в) вспышка 25 июля 1946 г. [8, 9]; г) вспышка 19 ноября 1949 г. [10]. В этих случаях непосредственно наблюдался непрерывный спектр. Кроме того, известны случаи, когда в области вспышки наблюдалось усиление яркости в общем, интегральном, свете [11, 12]. Как можно думать (см. далее), и в этих случаях мы имели дело с наличием непрерывного спектра в области, занимаемой хромосферной вспышкой.

На основании имеющегося, хотя еще и очень скудного материала можно все же указать некоторые общие свойства явления непрерывного спектра вспышек.

1) Как правило, непрерывный спектр наблюдается только у достаточно интенсивных вспышек (3 и 3^+ баллов).

2) Это явление обычно очень кратковременно и наблюдается всего несколько минут. Кроме того, непрерывный спектр в основном наблю-

дается только вблизи момента максимального развития вспышки. Иначе говоря, интенсивность непрерывного спектра вспышки затухает после момента максимальной яркости вспышки неизмеримо быстрее, чем интенсивность линейчатого спектра (см., например, соответствующий график в [6]). Действительно, известно, что в линии H_α наиболее яркие хромосферные вспышки видны до двух-трех часов.

3) По всей вероятности явление непрерывного спектра наблюдается в тех местах вспышки, где наиболее ярка H_α . Окончательному решению данного вопроса мешают солнечные пятна, среди которых, как правило, располагается хромосферная вспышка.

4) Повидимому, обычно эмиссия присутствует во всем непрерывном спектре вспышки, включая и ультрафиолетовую часть, хотя для этой части имеется пока только одно исследование [6].

Прежде чем переходить к рассмотрению указанных результатов, сделаем два замечания.

Хотя наблюдатели и регистрировали наличие непрерывной эмиссии в спектрах хромосферных вспышек, тем не менее во всех этих случаях эмиссия была слаба, часто накладывалась на спектр солнечных пятен, так что даже иногда само ее существование подвергалось сомнению. Мы рассмотрим случаи, когда вспышка наблюдалась в интегральном свете, и покажем, что соответствующее усиление яркости, повидимому, не могло быть обусловлено ярколинейчатым спектром вспышки. Если I_λ интенсивность непрерывного спектра Солнца в длине волны λ , p_λ — спектральная чувствительность человеческого глаза, то воспринимаемая глазом относительная интенсивность непрерывного спектра при длине волны λ пропорциональна $I_\lambda p_\lambda$, а общее излучение пропорционально величине $\int_0^\infty I_\lambda p_\lambda d\lambda$.

С другой стороны, интегральная интенсивность какой-либо яркой линии (в той же системе единиц) равна $I_\lambda p_\lambda W_\lambda$, где величины $I_\lambda p_\lambda$ относятся к длине волны линии, а W_λ — эквивалентная ширина эмиссии в линии. Таким образом, влияние данной линии на общую интегральную интенсивность непрерывного спектра вполне определяется величиной α

$$\alpha = \frac{I_\lambda p_\lambda W_\lambda}{\int_0^\infty I_\lambda p_\lambda d\lambda}. \quad (1)$$

Для большой хромосферной вспышки 5 августа 1949 г. величина W_λ самой яркой во вспышках линии H_α в момент ее наибольшей яркости составляла, согласно [3], около $1.8 \text{ \AA}$. Используя данные по распределению энергии в непрерывном спектре Солнца, легко найти, что в рассматриваемом случае $\alpha \approx 1.3 \cdot 10^{-4}$. Учет линий H_β , D_3 и других лишь незначительно изменит результат.

Указанные случаи усиления общего излучения Солнца в области вспышки (см. [11, 12]) свидетельствуют о том, что в этих случаях избыточная энергия составляла по сравнению с общей энергией непре-

рывного спектра $\int_0^{\infty} I_{\lambda} p_{\lambda} d\lambda$ заметную величину, во всяком случае по-

рядка десятка или десятков процентов. Считая же, что избыточная энергия обусловлена линейчатым излучением вспышки, мы должны были бы принять, что в рассматриваемых случаях энергия, заключенная в линейчатом спектре вспышек, была в несколько тысяч раз (!) больше, чем в случае большой хромосферной вспышки 5 августа 1949 г., которая имела балл 3—3⁺. Это, по мнению автора, исключено; следовательно, усиление общего света в области вспышки может быть, по-видимому, обусловлено только усилением непрерывного спектра.

Второе замечание связано с работой по хромосферным вспышкам Ричардсона и Минковского [13], которые не отмечают случаев усиления непрерывного спектра для изучавшихся ими хромосферных вспышек. Обращаясь к перечисленным выше свойствам хромосферных вспышек, мы видим, что обнаружение непрерывной эмиссии связано с рядом трудностей и поэтому носит несколько случайный характер. Во-первых, непрерывный спектр наблюдается, как правило, в самых ярких вспышках, балла 3⁺, во-вторых, он наблюдается очень недолго, в самый момент максимального развития вспышки. Эти обстоятельства и явились, возможно, причиной того, что непрерывный спектр вспышек в указанной работе зарегистрирован не был.

2. Рассмотрим вопрос о возможном происхождении непрерывного спектра хромосферных вспышек. В своей работе, относящейся к вспышкам на лимбе, Вальдмейер [7] предположил, что в данном случае мы имеем дело с процессами электронного рассеяния. Однако для непрерывной эмиссии на диске это объяснение не может быть принято. Допустим, что в случае непрерывного спектра хромосферных вспышек, наблюдаемых на диске, мы имеем дело с рассеянием фотосферного света электронами вспышки. Но тогда ясно, что, сколь бы большим ни было число электронов во вспышке над фотосферой, присутствие их не может повысить интенсивность фотосферного излучения в области вспышки. Для этого должна излучаться какая-то дополнительная энергия в самой вспышке, т. е. мы возвращаемся к исходной проблеме.

В своей попытке объяснить непрерывный спектр хромосферных вспышек И. М. Гордон [14] считает, что в данном случае мы имеем дело со свечением релятивистских электронов в магнитных полях, наличие которых постулируется в области хромосферных вспышек. Однако, прежде чем делать столь радикальные выводы о природе рассматриваемого явления, представляется необходимым рассмотреть другие, значительно более естественные механизмы возникновения непрерывного спектра хромосферных вспышек. В настоящей статье мы рассмотрим два таких механизма.

В данном разделе мы рассмотрим рекомбинационный механизм образования непрерывного спектра вспышек. Очень большая яркость линий бальмеровской серии в спектре хромосферных вспышек и специфический ход убывания этой яркости со временем позволяют сделать заключение о том, что по крайней мере в первой фазе развития вспышки мы имеем дело с рекомбинационным свечением, т. е. с захватом электронов на соответствующие уровни. В этом же случае неизбежно появление непрерывного рекомбинационного спектра. В оптической области спектра непрерывная эмиссия должна возникать в результате захватов электронов на 3,4-й и т. д. уровни водородного атома. В области бальмеровского континуума ($\lambda \leq 3646 \text{ \AA}$) свечение связано с захватом на 2, 3-й и т. д. уровни.

Так как нас интересует порядок величин, мы можем принять в соответствующих оценках, что электронная концентрация и электронная температура внутри вспышки постоянны. В этом случае можно применить формулу (20.21) из [2]. Интенсивность рекомбинационного свечения, обусловленного какой-либо одной полосой, будет равна

$$I_\nu = n_e N_p \left\{ \frac{2k^2 h^4 \nu^3 k_\nu}{c^2 (2\pi m_e k T_e)^{3/2}} \right\} e^{-\frac{h\nu - \chi_{0,k}}{k T_e}}, \quad (2)$$

где n_e — среднее электронное давление во вспышке, N_p — число протонов в колонке с единичным сечением и высотой, равной толщине вспышки, измеренной в направлении радиуса, $\chi_{0,k}$ — энергия связи для уровня с главным квантовым числом k (для бальмеровского континуума $k=2$, для пашеновского континуума $k=3$), T_e — средняя кинетическая электронная температура во вспышке.

Коэффициент поглощения κ_ν , согласно формуле (5.24) из [2], равен

$$\kappa_\nu = \frac{32\pi^2 e^6 R}{3\sqrt{3} c h^3 \nu^3 k^5} g', \quad (3)$$

где g' — некоторый поправочный множитель, который мы можем принять равным единице.

Чтобы применить формулу (2), мы должны в первую очередь знать произведение $N_p n_e$ и затем, что менее существенно, величину T_e .

При этом, поскольку речь идет о порядке величин, мы будем учитывать лишь одну полосу фотоэлектрической ионизации: для оптической области спектра полосу с $k=3$, для бальмеровского континуума полосу с $k=2$. Учет других полос лишь повышает эффективность рассматриваемого механизма свечения.

Произведение $N_p n_e$ мы можем оценить следующим образом. Выше мы видели, что непрерывная эмиссия в спектре вспышек — относительно весьма кратковременное явление, наблюдаемое вблизи максимального развития вспышки. В связи с этим можно представить следующую картину эмиссионного свечения в спектре вспышки. Если, как сказано выше, мы будем исходить из рекомбинационного меха-

низма, то сам максимум энергии, излучаемой вспышкой, означает, что в этот момент мы имеем дело с наибольшим количеством ионизованных атомов водорода, гелия и др. После этого момента источник энергии, вызвавшей вспышку, перестает действовать и основную роль начинают играть рекомбинационные процессы уже за счет запасенной во вспышке кинетической энергии и энергии ионизации. При этом в самые первые моменты после максимального развития вспышки свечение в линиях и в непрерывном спектре вспышки должно определяться непосредственными рекомбинациями электронов на соответствующие орбиты водородного атома и последующими каскадными переходами. В эти первые моменты число переходов типа $3 \rightarrow 2$, т. е. переходов, создающих эмиссионную линию H_α спектра вспышки, должно быть по порядку равно числу непосредственных рекомбинаций на третий уровень плюс число переходов $4 \rightarrow 3$, $5 \rightarrow 3$, $6 \rightarrow 3$ и т. д.

Однако очень скоро положение изменится. Процессы излучения будут вести к уменьшению запаса энергии во вспышке, к быстрому уменьшению числа протонов и электронов во вспышке и, следовательно, к быстрому уменьшению интенсивности непосредственных рекомбинационных процессов, т. е. захватов на уровни 2, 3, 4 и т. д. Поэтому интенсивность эмиссионного свечения в непрерывном спектре вспышки будет быстро убывать. Напротив, затухание свечения в эмиссионных линиях будет гораздо медленнее. Действительно, уже в самые первые моменты после фазы максимума вспышки, рекомбинации, сопровождающиеся каскадными переходами электронов вниз, создадут в линиях L_α , L_γ , $L_\gamma, \dots$, H_α , H_β , H_γ и т. д. в связи с очень большой оптической толщиной вспышки в центральных частях этих линий [3] весьма высокую плотность энергии. Это означает, что в дальнейшие, более поздние моменты свечение в линиях H_α , $H_\beta, \dots$ спектра вспышки будет в значительной мере происходить за счет расходования этой энергии, а следовательно (из-за процессов некогерентной диффузии квантов), относительно медленно. Поэтому затухание свечения вспышки в непрерывном спектре должно происходить значительно быстрее, чем в линейчатом спектре, что, в частности, согласуется, как мы видели, с наблюдательными данными.

Вообще же следует подчеркнуть, что в рассматриваемом случае мы имеем дело с резко нестационарным процессом, а поэтому каких бы то ни было «равновесных» формул здесь применять нельзя.

Исходя из изложенных представлений о механизме излучения во вспышке, мы определим произведение $N_p n_e$ следующим образом. Выше мы указали, что в самые первые моменты после максимальной фазы вспышки число переходов $3 \rightarrow 2$, совершающихся во вспышке, должно быть по порядку равно числу непосредственных рекомбинаций на третий уровень плюс число переходов $4 \rightarrow 3$, $5 \rightarrow 3$, $6 \rightarrow 3$ и т. д. С другой стороны, вероятности захватов электронов на различные уровни атома водорода нам хорошо известны. Из соответствующих таблиц следует, что эти вероятности весьма слабо зависят от T_e . Из этих же

таблиц можно заключить, что при чисто рекомбинационных процессах число непосредственных захватов на 3-й уровень сравнимо по порядку с общим числом переходов типа $4 \rightarrow 3$, $5 \rightarrow 3$, $6 \rightarrow 3$ и т. д. Поэтому опять-таки, поскольку в данной работе речь идет только об оценке ожидаемых эффектов, мы можем принять во внимание лишь процессы непосредственных захватов электронов на третий уровень. В случае необходимости можно было бы ввести поправочный множитель a , учитывающий переходы $4 \rightarrow 3$, $5 \rightarrow 3$, $6 \rightarrow 3$ и т. д. Для ожидаемых значений T_e этот множитель $a \approx 2$. Введение его понижает найденное значение $N_p n_e$ примерно в два раза. Однако, поскольку мы для оптического диапазона длин волн будем учитывать по формуле (2) только одну полосу с $k=3$, влияние обоих факторов в известной степени скомпенсируется.

Пусть число захватов, совершающихся на третий уровень за 1 сек. в колонке с единичным сечением и высотой, равной толщине вспышки, будет Z_{f3} . Тогда

$$Z_{f3} = N_p n_e \Phi_3(T_e), \quad (4)$$

где функция $\Phi_3(T_e)$ может быть определена на основании формул (8.25), (5.55) и (5.24) в [3]. Она неоднократно табулировалась для ряда значений T_e и k .

Пусть, далее, N_3 будет числом нейтральных атомов водорода в рассматриваемой нами колонке с единичным сечением. Тогда, число переходов $3 \rightarrow 2$, совершающихся в колонке за 1 сек., будет равно $N_3 A_{32}$. В связи со сказанным величину $N_p n_e$ мы можем определить, приравняв Z_{f3} величине $N_3 A_{32}$. Следовательно,

$$N_p n_e \approx \frac{N_3 A_{32}}{\Phi_3(T_e)}. \quad (5)$$

Для оценки $N_p n_e$ мы можем взять N_3 из работы автора и А. Б. Северного [3], посвященной большой хромосферной вспышке 5 августа 1949 г. В начале вспышки, в первые моменты ее развития, N_3 равнялось примерно $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; величина же $A_{32} = 4.4 \cdot 10^7 \text{ сек.}^{-1}$.

Кинетическая электронная температура хромосферных вспышек нам пока не известна. По целому ряду данных она должна заключаться между $10\,000$ и $30\,000^\circ$. Однако величина $\Phi_3(T_e)$ зависит от T_e весьма слабо. Поэтому мы примем $T_e = 20\,000^\circ$. Для этого значения T_e величина

$$\Phi_3(T_e) \approx 2.5 \cdot 10^{-14}.$$

Используя все эти значения, мы находим из (5), что

$$N_p n_e \approx 7 \cdot 10^{35}.$$

Для больших хромосферных вспышек часто находится $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этом случае $N_p = 7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Так как в первые моменты водород в хромосферной вспышке почти нацело ионизован, указанное число характеризует полное число атомов водорода во вспышке с единичным

сечением. Учитывая, что для «обращающего слоя» Солнца оцениваемое число атомов водорода заключено между $2 \cdot 10^{24} \text{см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{24} \text{см}^{-2}$, мы видим, что указанное число $7 \cdot 10^{22} \text{см}^{-2}$ представляется вполне допустимым.

Получив $N_p n_e$, мы можем применить (2). Сначала подсчитаем I_v для границы пашеновской серии, где $h\nu_3 = \chi_{0,3}$; ход I_v с частотой будет рассмотрен позже. Так как I_v слабо зависит от T_e , примем среднее значение $T_e = 20\,000^\circ$. В этом случае, полагая в (2) $k=3$, получим $\lg I_{v_3} = 5.20$. С другой стороны, для среднего потока на диске Солнца при частоте ν_3 , соответствующей пределу пашеновской серии, имеем, согласно табл. 2 в [15], приблизительно $\lg F_{v_3} = 5.55$. Следовательно, в рассматриваемом случае $I_{v_3} \approx 0.45 F_{v_3}$, т. е. интенсивность рекомбинационного свечения сравнима со средней интенсивностью непрерывного спектра Солнца! Правда, у вспышки 5 августа 1949 г. не наблюдался непрерывный спектр. Однако данная вспышка была «захвачена» уже на нисходящей ветви ее развития; поэтому в моменты съемки спектров свечение вспышки в H_α происходило уже за счет некогерентной диффузии квантов, «накопленных» в центральных, непрозрачных частях линий $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, \dots, H_\alpha, H_\beta, \dots$ в момент максимального развития вспышки. Возможно, далее, что наибольшая яркость вспышки в линиях $H_\alpha, H_\beta, \dots$ даже не должна совпадать точно с моментом наибольшей интенсивности рекомбинационных процессов, а должна наблюдаться несколько позже; для решения этого вопроса следует подробно изучить процессы диффузии излучения во вспышке.

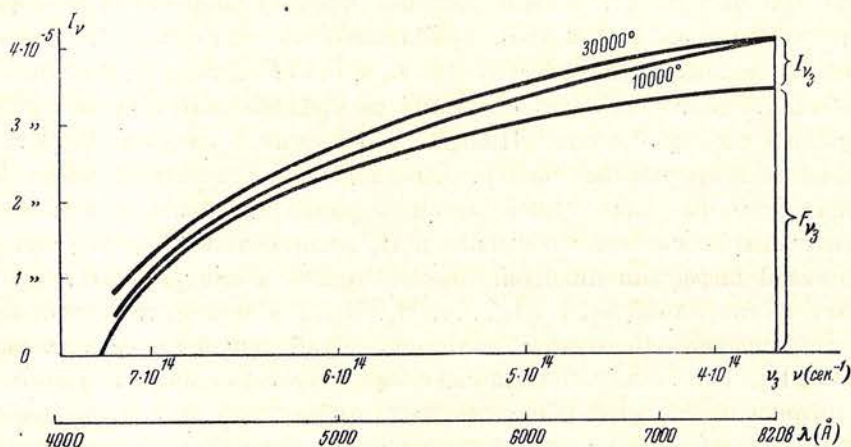
Наконец, вспышка 5 августа 1949 г. была хотя и очень яркой, но не относилась к разряду самых ярких, с которыми связывается свечение в непрерывном спектре.

Рассмотрим вопрос о распределении энергии рекомбинационного свечения в непрерывном спектре вспышки. Это распределение энергии, определяясь формулой (2), зависит от электронной температуры T_e . В связи с этим мы зададим для T_e два крайних значения, 10 000 и 30 000°. При пределе пашеновской серии мы примем (что, конечно, не имеет никакого значения) $I_{v_3} = 0.2 F_{v_3}$. Для распределения энергии в непрерывном спектре Солнца мы вновь используем ту же табл. 2 из [15]. Результаты соответствующих расчетов, проведенных по формулам (2) и (3), представлены на фиг. 1 (g' принято равным 1). Кривая для $T_e = 20\,000^\circ$ расположена где-то посередине между кривыми, построенными для $T_e = 10\,000^\circ$ и $T_e = 30\,000^\circ$.

Фиг. 1 показывает, что в оптической области спектра относительная интенсивность непрерывного рекомбинационного излучения слабо зависит от частоты, а поэтому само рекомбинационное свечение может быть одинаково легко замечено во всем оптическом диапазоне.

Рассмотрим теперь вопрос об интенсивности непрерывного рекомбинационного свечения за пределом серии Бальмера. Из (2) и (3) видно, что отношение интенсивностей непрерывного рекомбинационного свечения при пределах серии Бальмера и Пашена равно

$I_{\nu_2} : I_{\nu_3} = 3^3 : 2^3 = 3.38$. Поскольку, как мы видели, при $T_e = 20\,000^\circ$, $\lg I_{\nu_3} \approx 5.20$, то при том же значении T_e , $\lg I_{\nu_2} = 5.73$. С другой стороны, при пределе серии Бальмера $\lg F_{\nu_2} = 6.9$. Следовательно, контраст в непрерывном свечении должен быть при пределе бальмеровской серии значительно большим, чем при пределе пашеновской серии. В частности, интенсивность непрерывного свечения при пределе бальмеровской серии должна быть в рассматриваемом случае примерно в семь раз больше, чем интенсивность непрерывного спектра Солнца в тех же частотах!



Фиг. 1. Распределение энергии в рекомбинационном свечении вспышки для электронных температур 10 000 и 30 000°.

В только что проведенных расчетах для I_{ν_2} мы использовали то значение $N_p n_e$, которое нами было определено при помощи (5) по величине N_3 . Однако в [3] определена также и величина $N_2 \approx 1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Беря из соответствующих таблиц $\Phi_2(T_e)$ для $T_e = 20\,000^\circ$ и пользуясь формулой (5), написанной теперь уже для перехода $2 \rightarrow 1$, можно найти, что в данном случае $N_e n_p$ примерно в 170 раз больше, чем то $N_e n_p$, которое нами было определено по величине N_3 . Этот результат не вызывает удивления. Выше мы говорили, что для рассматриваемого нами момента, когда были определены числа N_3 и N_2 , заметную роль в свечении вспышки в линиях бальмеровской серии играли уже диффузионные процессы, связанные с большой плотностью излучения в центральных непрозрачных частях наиболее сильных линий водорода. Вместе с тем, как это очень хорошо известно, процессы диффузионного свечения в линии L_α играют неизмеримо большую роль, чем, скажем, в линии H_α , по которой мы определили N_3 . Подавляющая часть рекомбинационных захватов ведет в конечном счете к образованию квантов L_α , которые из-за исключительно большой оптической толщины [3] этой линии даже во вспышке будут лишены возможности очень долгое время уйти из вспышки. Это должно создавать очень сильное накопление атомов на уровне с $k=2$, что и приводит к боль-

шому значению находимой описанным способом величины $N_p n_e$. Таким образом, в свою очередь полученное неравенство $(N_p n_e)_3 \ll (N_p n_e)_2$ лишь подтверждает сделанный нами вывод о том, что в рассматриваемом случае роль диффузионных процессов была уже достаточно высока даже для линии H_α .

В связи с этим необходимо сделать следующее замечание. Если считать, что распределение атомов по состояниям может рассматриваться как достаточно определенный показатель того, имеем ли мы чисто рекомбинационное свечение или нет, то, согласно табл. 5 из [3], это свечение для вспышки 5 августа 1949 г. (опять-таки для рассматриваемого промежутка времени) соблюдалось приблизительно, начиная с уровня $k=5$. Если использовать данный случай с $k=5, 6, 7$, то при этом получается величина $n_e N_p$, примерно в 100 раз меньшая, чем $(N_p n_e)_3$. В этом случае $\lg I_{\nu_3} \approx 7.20$. Для того же чтобы I_{ν_3} достигла значения 0,1 от интенсивности непрерывного спектра Солнца (чего требуют наблюдения), нужно, чтобы $\lg I_{\nu_3} = 6.50$.

Таким образом, мы имеем расхождение в 20 раз. Однако мы уже указывали, что непрерывный спектр у вспышки 5 августа 1949 г. вообще не наблюдался, так что только что полученный результат, т. е. неравенство $I_{\nu_3} \ll F_{\nu_3}$, согласуется с наблюдениями данной вспышки. В частности, большая вспышка 25 июля 1946 г., где наблюдалась непрерывная эмиссия, была в смысле интенсивности линии H_α и других линий, гораздо сильнее вспышки 5 августа 1949 г. Поэтому величины $N_5, N_6, \dots$ у нее были, без сомнения, гораздо большими, чем у вспышки 5 августа 1949 г., так что I_{ν_3} у вспышки 25 июля 1946 г. была, повидимому, не менее чем на порядок больше, чем у вспышки 5 августа 1949 г. Наконец, следует иметь в виду, что величины $N_5, N_6, \dots$ у вспышки 5 августа 1949 г. были определены уже на нисходящей ветви ее развития.

Мы здесь рассмотрели чисто рекомбинационный механизм свечения вспышек и показали, что при известных обстоятельствах этот механизм может дать заметное эмиссионное свечение. Однако, как часто этот случай реализуется в действительности, сказать трудно. Рассмотренный рекомбинационный механизм неизбежно должен приводить также к внезапному усилению излучения Солнца за пределом серии Лаймана, обусловленному захватами электронов на первый уровень водородного атома. Судя по ионосферным наблюдениям, во время вспышек заметного усиления солнечного излучения в указанной области с $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ как будто нет. В этом заключается трудность рекомбинационного механизма, хотя для окончательного решения вопроса здесь еще мало необходимых данных.

Имея это в виду, рассмотрим другой, с нашей точки зрения, значительно более правдоподобный механизм возникновения непрерывной эмиссии в спектре вспышки.

3. Хотя, судя по названию, хромосферные вспышки должны были бы быть чисто хромосферным образованием, тем не менее в действитель-

ности положение гораздо сложнее. Ряд наблюдательных фактов говорит о том, что хромосферные вспышки могут в момент своего максимального развития локализоваться на самых различных высотах не только в хромосфере, но и в фотосфере и в короне. Перечислим кратко эти факты.

Хорошо известны так называемые «бомбы», которые обычно наблюдаются в линии H_{α} . В данном случае вспышка проявляется только в виде внезапного усиления яркости крыльев в линии H_{α} (и, возможно, других линий), в то время как центр этой линии в месте «вспышки» имеет обычную яркость невозмущенных частей солнечного диска. Ясно, что в таких случаях источник эмиссии, т. е. вспышка, находится в фотосфере, в связи с чем расположенный выше «обращающий слой» задерживает ярколинейчатую эмиссию в центральных, наиболее непрозрачных частях линии H_{α} и пропускает ее в относительно прозрачных крыльях линии. Далее, известны довольно многочисленные случаи, когда вспышки наблюдались над хромосферой, т. е. уже в короне [16, 17].

Накопившийся к настоящему времени материал показывает, что хромосферные вспышки исключительно разнообразное явление, включающее самые различные формы. Наиболее подробно для вспышек, наблюдавшихся на диске, это выяснено А. Б. Северным и Е. Ф. Шапошниковой [18], для вспышек, наблюдавшихся на лимбе, Додсон и Мак Масом [17].

Все указанные факты позволяют утверждать, что иногда, особенно в случае очень ярких вспышек, вспышка захватывает по высоте сразу несколько ярусов солнечной атмосферы — фотосферу, «обращающий слой» (т. е. внешние слои фотосферы), хромосферу и корону. Это предположение подтверждает и вид снимков вспышек: как правило (см. [16, 17]), яркое образование на лимбе, «вспышка», протягивается без разрывов как бы из самых нижних слоев солнечной оболочки.

Более того, известны некоторые факты, указывающие, что в ряде случаев (а быть может, и в большинстве) вещество, образующее хромосферную вспышку, выбрасывается снизу, из более глубоких слоев солнечной атмосферы, возможно даже из подфотосферных слоев. Таковой была, например, яркая хромосферная вспышка, наблюдавшаяся на лимбе 8 мая 1951 г. [17]. Здесь очень яркое вещество в линии H_{α} поднималось над Солнцем* в течение всего 90 сек. (!), достигло высоты в 50 000 км, после чего оставалось практически на одном и том же уровне. Возможно, что вообще многие вспышки выбрасываются снизу вверх из Солнца, однако кратковременность этого процесса не давала возможности его зарегистрировать, так что обычно мы наблюдаем вспышку уже как некоторое стационарное образование, как бы возникшее не в результате выброса материи снизу, а в результате некоторых процессов, имевших место на том уровне, где она наблюдается в первый момент.

* Сохраняя все время непрерывную связь с его поверхностью.

О том, что хромосферные вспышки часто связаны с более глубокими частями солнечной оболочки, свидетельствует и явление выброса возвратных протуберанцев (surges). Они, как известно, выбрасываются только снизу вверх и затем возвращаются назад в хромосферу, не оставляя после себя в последней никаких следов. Вообще следует указать, что разграничение между «обращающим слоем» и хромосферой является весьма искусственным, будучи связанным только с определением понятия «хромосфера», а поэтому если протуберанец исчезает внизу, как бы в хромосфере, то это ни в коем случае не должно обязательно означать, что окончание его движения локализовано именно в хромосфере. Напротив, отсутствие на спектрогелиограммах видимых следов «центров притяжения» для протуберанцев, в том числе и для возвратных ([2], стр. 323), говорит скорее о том, что этот центр притяжения расположен не в самой хромосфере, а ниже. Гипотезу о том, что все явления, происходящие над основанием хромосферы, обусловлены только собственно хромосферной или корональной материей и что отсутствует мощная связь между указанными оболочками и более глубокими фотосферными и подфотосферными слоями, следует полностью отвергнуть. Некоторые дополнительные замечания по данному вопросу будут сделаны в конце статьи.

Если, учитывая все сказанное, наше предположение о том, что некоторые яркие хромосферные вспышки захватывают сразу несколько ярусов солнечной оболочки, правильно, то происхождение непрерывного спектра у таких хромосферных вспышек легко объяснить. В самом деле, само явление хромосферной вспышки не может не быть в известной мере температурным явлением. Несомненно, что кинетическая температура хромосферных вспышек значительно выше, чем средняя температура фотосферы (6000°). Но тогда ясно, что возникновение в фотосфере* областей, нагретых до значительно более высокой температуры, чем 6000° , должно повысить и температуру фотосферы, что тотчас же увеличит интенсивность непрерывного спектра Солнца в данном месте. Повышение температуры фотосферы лишь на 200° должно увеличить интенсивность непрерывного спектра Солнца в области $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ примерно на 20%, а в области $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ на 15%. Следует напомнить, что эти числа соответствуют не повышению кинетической температуры, а повышению температуры, определяемой в смысле теории лучистого равновесия. Повышение кинетической температуры должно быть здесь значительно более высоким (см. [2], стр. 317—319).

Указанное повышение температуры $\Delta T = 200^\circ$ по существу весьма небольшое и оно мало изменит общий фраунгоферов спектр Солнца в области расположения вспышки.

Рассмотренный второй механизм возникновения непрерывной эмиссии в области вспышки является вполне естественным, не менее есте-

* Включая, конечно, и более верхние слои фотосферы, «обращающий слой».

ственным, чем рекомбинационный механизм. Во всяком случае, прежде чем оба рассмотренных механизма не будут проверены наблюдениями, гипотеза о свечении релятивистских электронов [14], как не вытекающая непосредственно из наблюдений и носящая поэтому несколько произвольный характер, ни в коем случае не может рассматриваться как единственная гипотеза, объясняющая происхождение непрерывного спектра хромосферных вспышек.

Для решения вопроса о том, какова действительная природа непрерывного спектра хромосферных вспышек, следует поставить ряд чисто наблюдательных задач:

1) Количественное изучение распределения энергии в непрерывном спектре вспышек. Это тем более важно, что, например, согласно [8], непрерывный спектр вспышки 25 июля 1946 г. не наблюдался для длин волн, больших, примерно, чем $6000 \text{ \AA}$. Возможно, что частично это был в известной мере фотографический эффект, тем более что здесь непрерывное излучение локализовалось на пятне и вообще этот случай является дискуссионным. Если же здесь мы имеем дело не с фотографическим эффектом, а с реальным явлением, то для данной вспышки непрерывная эмиссия носила явно не рекомбинационный характер, а мог действовать второй механизм. Действительно, учет изменения коэффициента поглощения * в фотосфере Солнца с длиной волны и ряд других эффектов могли создать пониженную интенсивность непрерывного спектра вспышки для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$.

2) Специальное изучение непрерывного спектра вспышки за пределом бальмеровской серии. Эта задача облегчается тем, что, согласно [13], в этой области, по крайней мере от $\lambda = 3646$ до $\lambda = 3300 \text{ \AA}$, нет никаких сколько-нибудь заметных эмиссионных линий в спектре вспышки. Поэтому дополнительное излучение в этой области, если оно присутствует (см. [6]), может быть причиной только собственного непрерывного спектра вспышки.

3) Изучение закона изменения интенсивности непрерывного спектра вспышки со временем.

4) Изучение поляризации непрерывного излучения вспышек. Все эти, а также другие задачи, было бы крайне важно поставить во время нового начинающегося цикла солнечной активности.

В заключение данной работы мы вновь возвратимся к вопросу о высотной локализации хромосферных вспышек. Выше мы привели ряд фактов, свидетельствующих о том, что, повидимому, во многих случаях вещество хромосферных вспышек выносится вверх из более глубоких, возможно подфотосферных, слоев Солнца. О том, что эти слои могут быть источником вещества, находящегося в особом, высоко нагретом состоянии, говорят также последние заключения Биллингса, Робертса и Либенберга [19]. Эти авторы, используя многолетние вне-

* Отрицательные ионы водорода, для которых максимум коэффициента поглощения приходится примерно на $8500 \text{ \AA}$.

затменные наблюдения короны, находят, что корональная материя поступает в корону снизу, главным образом в активных областях Солнца.

Если мы будем считать, что подфотосферные слои Солнца, особенно в активных местах Солнца, могут быть местом локализации вещества, находящегося в совершенно особых состояниях и выносимого наружу в результате каких-то процессов, то нет ничего удивительного и в том, что эти слои содержат в известной пропорции атомы, обладающие огромными энергиями, порядка энергии частиц в космических лучах. Вынос этого вещества наружу и мог бы объяснить соответствующее усиление интенсивности космических лучей во время хромосферных вспышек.

Эти соображения о возможности выноса вещества с большими внутренними энергиями из более глубоких слоев Солнца находятся в согласии с последними заключениями В. А. Амбарцумяна [20] о выносе наружу из подфотосферных слоев звезд вещества с совершающимися в нем ядерными процессами.

В последние годы многими авторами защищалась гипотеза о том, что источником частиц с высокими энергиями (хромосферные вспышки, корональные атомы, частицы, составляющие космические лучи) являются электромагнитные процессы в самых внешних слоях солнечной оболочки, в хромосфере и в короне. Однако ряд перечисленных выше фактов свидетельствует, что процессы образования указанных частиц захватывают и более глубокие слои Солнца. Такая точка зрения является в настоящее время значительно более обоснованной, ибо здесь учитывается без сомнения существующая и притом глубокая связь между явлениями, происходящими в самых различных слоях солнечной оболочки. При этом, конечно, мы несколько не преуменьшаем роль электромагнитных факторов во внешних слоях солнечной оболочки, играющих, в частности, огромную роль в различных динамических процессах. Основное в данной точке зрения это то, что мы должны придавать подфотосферным слоям Солнца гораздо большее значение, чем это до сих пор делалось.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Крат. Успехи астр. наук. 3, 87, 1947.
2. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
3. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
4. L. Goldberg, H. Dodson, E. Müller. Ap. J. 120, 83, 1954.
5. А. Б. Северный и Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 82, 1955.
6. J. Dobbie, W. Moss, A. Thackeray. M. N. 98, 606, 1938.
7. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 20, 46, 1940.
8. M. Ellison. M. N. 106, 500, 1946.
9. A. Partridge. Observatory 67, 62, 1947.
10. M. Ellison, M. Conway. Observatory 70, 77, 1950.
11. R. Carrington. M. N. 20, 13, 1859.

12. M. d'Azambuja. *L'Astronomie* 61, 114, 1947.
 13. R. Richardson a. R. Minkowski. *Ap. J.* 89, 352, 1939.
 14. И. М. Гордон. *ДАН* 94, 813, 1954.
 15. А. Унзольд. *Физика звездных атмосфер*. ИЛ, 1949.
 16. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 13, 103, 1955.
 17. H. Dodson, R. McMath. *Ap. J.* 115, 78, 1952.
 18. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 12, 3, 1954.
 19. D. Billings, D. Liebenberg a. W. Roberts. *A. J.* 58, 211, 1953.
 20. В. А. Амбарцумян. *Сообщ. Бюраканской обсерв.* 13, 1954.
-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДОРОДА
И ГЕЛИЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ. II

Г. С. Иванов-Холодный

Контуры спектральных линий излучения протуберанцев являются в основном доплеровскими. Наряду с этим в контурах спектральных линий обнаружена тенденция к увеличению крыльев по сравнению с доплеровским контуром; для водородных линий наблюдается некоторый рост $\Delta\lambda/\lambda$ с номером линии в серии Бальмера. Этот рост $\Delta\lambda/\lambda$ и увеличение крыльев приписаны влиянию молекулярного эффекта Штарка, откуда получено $\bar{n}_e = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Величина $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для n_e в протуберанцах подтверждается данными других исследователей.

Из сравнения ширины водородных и гелиевых линий получено $\bar{T}_{\text{kin}} = 11\,800^\circ$ и $\bar{v}_t = 7.1 \text{ км/сек.}$ Учет самопоглощения в линиях Ca^+ и H_α дал: $\bar{N}_1(\text{Ca}^+) = 3 \cdot 10^{13}$, $\bar{N}_2(\text{H}) = 3 \cdot 10^{12}$, $\bar{N}_3(\text{H}) = 4.7 \cdot 10^8$; самопоглощение уменьшает интенсивность линии H_α в среднем в 1,7 раза.

Распределение атомов водорода по уровням возбуждения обнаруживает две аномалии, которые указывают на резкое отклонение физических условий в протуберанцах от условия термодинамического равновесия при $T = 5000^\circ$. Эти аномалии объясняются механизмом возбуждения: 1) избыточное заполнение верхних уровней связано с рекомбинационным свечением; 2) чрезвычайно низкое возбуждение третьего и отчасти четвертого уровней связано с тем, что возбуждение производится солнечным излучением, ослабленным из-за дилуции и поглощения во фраунгоферовых линиях.

Обнаружено, что чем больше плотность электронов в протуберанцах, тем больше рекомбинационное свечение водорода, откуда следует: 1) эффективная толщина излучающего слоя протуберанца $H = 10^4 \text{ см.}$; 2) плотность водорода $\bar{n}_\text{H} = 3 \cdot 10^{13}$; 3) степень ионизации водорода изменяется в пределах 1—0.02; 4) возбуждение второго уровня водорода обусловлено электронным ударом.

Изучение гелиевых линий совместно с результатами наблюдений, проведенных рядом авторов во время затмений, обнаруживает больцмановское распределение атомов по уровням возбуждения с $T_{\text{возб}} = 5 - 7 \text{ тыс. градусов}$, а в некоторых случаях — рекомбинационное свечение ортогелия. Содержание гелия в протуберанцах составляет не менее 10% содержания водорода. Ионизация гелия подвержена более значительным изменениям, чем ионизация водорода.

Наблюдающиеся в протуберанцах различия в отношениях интенсивностей $I_{\text{H}_\epsilon}/I_{\text{H}}$, $I_{\text{D}_3}/I_{\text{H}_\alpha}$, b_3/b_4 и вариации в величинах бальмеровского декремента связаны с различием электронной плотности в протуберанцах.

Наблюдается различие n_e , T_{kin} , v_t , возбуждения и ионизации водорода и гелия, плотности и т. д. не только в различных протуберанцах, но и в разных частях одного и того же протуберанца.

В предыдущей статье [1] приведена табл. 4, представляющая результат наблюдения в протуберанцах контуров линий бальмеровской серии от H_α до H_ζ , линий H и K ионизованного кальция и линий гелия D_3 , $\lambda 10830(S_2)$, $\lambda 3889$ и $\lambda 7065$. У контуров линий были измерены площадь S — эквивалентная ширина и исправленные с учетом эффекта инструментального искажения максимальные интенсивности I_m и ширины контуров $\Delta\lambda_D(70)$, $\Delta\lambda_D(50)$ и $\Delta\lambda_D(20)^*$. Среднее $\overline{\Delta\lambda_D}$ из трех последних значений принято за ширину исправленного контура спектральной линии. Ширины и I_m линий гелия освобождены от влияния триплетной структуры линий.

Материал исследования относится в основном к спокойным ординарным протуберанцам, наблюдавшимся в 1952 г. на спектрогелиоскопе — спектрографе в Симеизе.

В настоящей работе сделана попытка обсуждения материала.

Ширина линий

Расширение водородных линий. Сравнивая между собой ширины контуров $\Delta\lambda_D(70)$, $\Delta\lambda_D(50)$ и $\Delta\lambda_D(20)$ в табл. 4 [1], обнаруживаем, что они примерно равны друг другу. Это указывает на то, что контуры спектральных линий излучения протуберанцев являются в основном доплеровскими, что согласуется с выводами В. П. Вязницына [2] и Унзоляда [3].

Значения трех указанных ширин, отнесенные к $\overline{\Delta\lambda_D}$ для каждой длины волны, были усреднены по всем узлам исследованных протуберанцев; они приводятся в табл. 1.

Таблица 1

λ	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	H	K	D_3	S_2
70%	0,948	0,987	0,981	1,021?	0,940	1,007	0,938	0,922	0,936	0,852
50%	1,009	0,992	0,964	0,968	0,994	0,955	0,993	0,964	1,009	1,069
20%	1,099	1,054	1,154	1,005	1,102	1,085	1,152	1,229	1,108	1,161
n	138	127	60	40	8	10	108	104	114	100

В среднем $\Delta\lambda_D(20)$ несколько больше $\Delta\lambda_D(50)$ и $\Delta\lambda_D(70)$. Отсюда следует, что наблюдаемые контуры имеют крылья более широкие, чем в случае чисто доплеровского контура. Возможно, что это есть результат не полного учета крыльев, обусловленных инструментальным контуром, но, может быть, оно связано с дополнительным влиянием

* Напомним, что $\Delta\lambda_D(p\%)$ есть полуширина исправленного на инструментальное искажение доплеровского контура, определенного по ширине $\Delta\lambda_{p\%}$ наблюдаемого контура; $\Delta\lambda_{p\%}$ есть ширина контура, взятая на высоте интенсивности линии, равной $p\%$ от максимальной интенсивности.

какого-то доплеровского расширения контуров линий протуберанцев*. Поэтому интересно также сравнить ширины разных линий между собой.

В случае доплеровского расширения спектральных линий полуширина, отнесенная к длине волны (назовем ее «приведенной полушириной линии»), равна

$$\Delta'\lambda \equiv \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1.665}{c} \sqrt{\frac{2RT_{\text{kin}}}{\mu}} + v_i^2, \quad (1)$$

где T_{kin} — кинетическая температура атомов, v_i — турбулентная скорость, μ — молекулярный вес, c и R — известные постоянные. Из формулы видно, что для данного вещества и при заданных физических условиях приведенная полуширина линии $\Delta'\lambda$ не зависит от λ . В исследованных протуберанцах $\Delta'\lambda$ различных линий одного и того же элемента примерно равны между собой. Это вновь указывает на то, что контуры спектральных линий излучения протуберанцев являются в основном доплеровскими.

Следует обратить внимание на некоторое возрастание Δ' водородных линий в зависимости от номера линии в серии Бальмера. Возрастание $\Delta'\lambda$ с номером линии обнаруживают 115 узлов из 145, причем для 15 из оставшихся 30 узлов эффект уменьшения очень мал и может быть отнесен за счет ошибок наблюдения. В ряде случаев (узлы № 9, 34, 67, 98 и др. в табл. 4 [1]) он может быть связан с увеличением ширины линии H_α из-за значительного эффекта самопоглощения, который большей частью, однако, мал. Рост $\Delta'\lambda$ с номером линии указывает, что к доплеровскому расширению линии в протуберанцах примешивается дополнительное недоплеровское расширение, зависящее от номера линии. Принимая во внимание влияние ошибок измерения, особенно сильно возрастающих для слабых линий высших членов серии Бальмера, обнаруженный эффект роста $\Delta'\lambda$ с номером линии в серии, составляющий в среднем 10% от приведенной ширины линии, следует признать установленным недостаточно надежно, но вероятным. Необходима проверка этого эффекта на инструменте с большей разрешающей способностью.

Значения $\Delta'\lambda$ для гелия и Ca^+ (в среднем по обеим линиям) и для каждой линии водорода, усредненные по отдельным однородным узлам протуберанцев приведены в табл. 2. В табл. 2 указаны также градиенты $\delta\Delta'\lambda/\delta\lambda$ увеличения приведенной полуширины в зависимости от номера водородной линии в серии, вычисленные по способу наименьших квадратов (при вычислениях значениям $\Delta'\lambda$ линий H_α^{**} и H_β , как более

* Расширение крыльев контура H_α в протуберанцах наблюдалось на нашей обсерватории в отдельных случаях еще раньше [4]. Авторы интерпретировали это расширение как уменьшение скорости движения атомов и увеличение N_4/N_2 и N_3/N_2 во внешних слоях протуберанца.

** Самопоглощение в линии H_α в большинстве случаев мало и не оказывает заметного влияния на ход $\Delta'\lambda$. Когда самопоглощение в H_α было значительным, вычисления производились без учета линии H_α .

№№ пп.	Протуберанцы	Название узлов	n	$\Delta\lambda_\alpha$	$\Delta\lambda_\beta$	$\Delta\lambda_\gamma$	$\Delta\lambda_\delta$
1	2	3	4	5*	6*	7*	8*
	1952 г.						
1	31.V	a	2	11,35	12,85	19,85	18,9
2		б, в	4	8,3	11,25	12,15	17,3
3	10.VI	1	1	10,3 (2)	12,25	13,75	15,2
4		2	1	18,91	9,05	8,6	—
5	12.VII	1a, a'	2	11,95	11,5 (1)	13,1 (1)	11,9
6		2a, a'	2	13,0	16,5	16,95	17,6
7		б	6	8,75(5)	9,66	14,3	16,6
8		в	2	11,05	8,65	17,2	15,8
9	18.VII—Iy.	1	1	28,0	—	—	—
10		2—4	3	9,57	9,68	11,28	12,4
11	18.VII—Ib.	1—4	4	10,5	10,45	11,0 (3)	10,9 (3)
12	18.VII—II	a	1	10,1	9,6	9,1	13,95
13		б	3	10,9	9,15	9,0	12,55
14	19.VII—I	1a	1	24,4	14,65	12,1	11,8
15		др.	3	10,65	13,2	10,5	17,45
16	19.VII—II	a	1	11,0	13,0	18,3	—
17		в	1	—	13,6	—	—
18		б	6	11,4	13,6	14,2	17,2
19	20.VII—I	a	5	10,55	12,8 (2)	14,3	14,1
20		б—в	6	8,75	12,6 (5)	20,05	20,2
21	20.VII—II		1	11,35	20,8	—	—
22	20.VII—III	1	3	9,8	13,5	13,2	15,5
23		2	3	17,0	13,6	—	—
24	22.VII	a, б	4	9,75	11,7	13,85(2)	16,0 (1)
25		б'', в	4	9,75	11,4	11,4	14,35
26		г	2	12,9	14,2	16,2	17,6
27	18.IX—I	1	2	8,85	13,55	10,5	—
28		2—4	8	9,5	10,85	—	—
29	18.IX—II	a	3	11,95(2)	11,4 (2)	12,75	13,0
30		б	2	10,35	10,6 (1)	—	14,70(1)
31		в	3	9,4	11,8 (1)	12,9	9,25(2)
32	18.IX—III	б	1	13,2	10,75	10,85	13,05
33		a	1	38	14,65	—	14,6
34	26.IX—I	a	1	14,0	—	14,3	—
35		1б	3	13,75	13,92	16,7	17,75
36		2—4б	8	8,8 (8)	7,15(5)	10,6 (5)	—
37		1в	2	11,8	9,95	18,75(1)	14,2
38		2—4в	7	7,0	8,9	12,65(5)	—
39		г	4	7,75	10,2	17,15(1)	—
40	26.IX—II	2, 3, 4	5	8,5	9,8	8,4 (2)	11,0 (1)
41		1, 5, 6	6	9,7	10,35	13,8 (2)	10,2 (3)
42	26.IX—III	a	1	9,15	9,45	—	—
43		б, в	3	9,3	7,15	—	—
44	8.X—I	a	4	8,75	11,95	10,4 (2)	—
45		в	4	9,2 (3)	11,8	15,8 (2)	—
46		б	5	11,05	11,35	12,0 (2)	—
47	8.X—II	a	2	—	22,75	15,0	—
48		б	3	11,7	9,5	14,35(2)	12,9 (2)
	Среднее		—	9,8	11,0	14,24	14,98
	Σn		—	137	135	100	82
	Солнце	[5]	—	23,6	26,6	40,4	41,4
	Хромосфера	[6]	—	—	14	12,5	14

* В скобках в столбцах 5—10 указано число усредненных узлов, если оно было < n.

** Скобки означают, что усреднение произведено без H α .

Таблица 2

$\Delta\lambda_s$	$\Delta\lambda_\zeta$	$\frac{\partial\Delta\lambda}{\partial n}$	Ошибка	Вес	Водород		Гелий ($\Delta\lambda$)He	($\Delta\lambda$)Ca+
					($\Delta\lambda$)испр	($\Delta\lambda$)ср		
9*	10*	11	12	13	14	15	16	17
—	—	2,99	1,2	13,7	8,0	14,5	12,3	9,8
17,1 (2)	—	2,49	0,38	42,3	6,0	11,9	9,1	12,0
18,6	—	1,91	0,27	17,5	8,2	12,6	6,4	14,65
—	—	< 0	—	2,8	—	12,9	7,6	22,1
11,6	—	0,03	0,16	26,5	12,1	12,0	5,9	14,8
20,85	—	1,69	0,46	27,4	12,0	16,35	7,25	12,3
15,8 (3)	—	2,33	0,51	59,2	6,1	11,8	4,7	12,6
—	—	2,12	1,4	13,7	7,45	12,05	6,1	11,3
—	—	—	—	—	—	28,0	15,1	—
13,2	—	0,93	0,17	21,8	8,4	10,4	5,3	12,5
13,3 (2)	—	0,47	0,23	39	9,7	10,8	4,1	10,85
12,3	—	0,80	0,49	13,7	8,6	10,7	3,4	13,25
12,1	—	0,29	0,50	41,0	9,8	10,5	4,5	11,7
11,75	—	< 0	—	13,7	—	(13,0)**	14,8	13,85
11,2	—	0,53	0,92	41,0	11,0	12,4	5,3	13,9
14,2	—	1,06	1,0	11,5	11,1	13,4	4,25	13,0
14,2	—	0,02	—	6,0	13,8	13,9	—	13,05
18,2	15,1 (5)	1,20	0,38	135	10,7	14,3	8,65	12,95
15,45(3)	14,65(4)	0,93	0,23	96,9	10,3	13,0	9,65	12,05
15,9 (3)	15,7 (3)	2,0	1,0	98,9	8,84	14,2	8,4	10,35
—	—	—	—	1	—	16,1	6,7	—
18,8	—	1,9	0,43	26,6	8,5	12,8	10,2	16,1
—	—	< 0	—	3	—	15,2	12,0	—
—	—	2,05	0,05	13,2	7,6	11,3	8,9	11,7
9,35	17,85	1,03	0,58	96	8,8	11,9	6,55	8,45
—	—	1,6	0,12	10	11,2	14,4	12,0	18,1
15,0 (1)	—	1,46	0,96	14,5	8,5	12,6	6,2	13,4
—	—	1,36	—	8	8,1	10,2	8,5	—
—	—	0,44	0,27	16,2	11,2	12,2	6,2	8,8
—	—	1,36	0,43	7,4	8,7	11,0	8,8	7,05
—	—	0,68	1,3	17,0	9,4	10,8	7,6	6,8
—	12,65	(0,56)**	0,27	(11,2)	9,7	(11,6)**	7,2	16,25
13,15	14,2	?	—	—	—	(14,25)**	9,4	20,5
—	—	— 0,15	—	3	13,9	14,1	9,5	15,8
—	—	1,41	0,44	13,7	12,7	14,8	11,8	12,3
—	—	0,37	1,5	16,2	7,9	8,55	6,9	9,75
—	—	1,25	1,5	12,9	9,6	12,2	10,85	8,9
—	—	2,61	0,61	16,5	4,2	8,7	7,8	9,6
—	—	3,57	1,5	6,1	3,5	9,5	7,2	9,3
12,25(2)	—	0,75	0,34	34,9	7,9	9,4	6,1	13,05
—	—	0,67	0,72	20,8	9,3	10,5	7,5	19,9
—	—	0,3	—	1	8,9	9,3	10,0	14,0
—	—	< 0	—	3	—	8,2	12,7	—
12,6 (1)	—	1,09	0,65	28,6	8,55	10,5	6,25	15,7
14,2 (1)	—	1,80	0,98	16,9	8,0	11,5	7,0	14,5
16,45(2)	—	1,20	0,37	29,8	9,4	11,7	7,5	12,2
—	—	< 0	—	0,7	—	18,9	6,2	—
15,95(2)	—	1,08	0,68	32,1	9,32	11,85	6,0	18,7
14,73	14,98	1,30	—	—	9,00	12,0	7,45	12,4
54	18	85	—	—	85	150	149	132
—	51,5	5,88	0,87	19,4	17,5	34,4	—	—
—	—	(1,5)	—	—	8,0	13,5	8,0	1,75

надежным, был дан вес 2), вместе с весами, средними квадратичными ошибками градиентов и величины $(\Delta'\lambda)_{\text{испр.}}$. Величины $(\Delta'\lambda)_{\text{испр.}}$ являются приведенными полуширинами, которые освобождены от влияния дополнительного расширения (см. ниже). В конце табл. 2 даны значения ряда величин для фраунгоферовых линий водорода в спектре Солнца по данным Де Ягера [5] и для линий хромосферы по данным Рэдмана [6].

Возрастание $\Delta'\lambda$ водородных линий в протуберанцах подобно возрастанию этой величины в спектре Солнца. Возможно следующее объяснение этого эффекта. Если основным механизмом свечения протуберанца в бальмеровских линиях водорода является флюоресценция под действием солнечного излучения во фраунгоферовых линиях, как было предположено Вулли и Ньютоном [7] и В. А. Кратом [8], то надо учесть, что протуберанец рассеивает падающее на него излучение фотосферы, не одинаково ослабленное в разных частях фраунгоферовых линий. Это приведет при доплеровском коэффициенте поглощения, во-первых, к увеличению $\Delta\lambda_D(20)$ по сравнению с $\Delta\lambda_D(50)$ и $\Delta\lambda_D(70)$, во-вторых, ход ширины водородных линий в спектре протуберанца будет отражать в какой-то степени существующий ход ширины в солнечном спектре.

Другой возможной причиной эффекта расширения линий в протуберанцах может быть, как и в случае линий спектра Солнца, штарковское расщепление энергетических уровней атома под действием межмолекулярного электрического поля. В этом случае расширение (см. [9], таблица на стр. 41) примерно пропорционально номеру линии в серии, так что градиент

$$\frac{\delta\Delta'\lambda}{\delta n} = 3.32 \cdot 10^{-6} \cdot E, \quad (2)$$

где электрическое поле E выражено в единицах CGSE.

Следует скорее склониться в пользу второго объяснения. Линии спектра Солнца в несколько раз шире линий протуберанцев и поэтому при отсутствии значительных скоростей у протуберанцев могут внести лишь небольшое искажение контура. Кроме того, излучение высших членов серии Бальмера, для которых эффект расширения наибольший, связано с рекомбинациями и последующими каскадными переходами, а не с резонансным рассеянием. Как будет показано ниже, чем больше роль рекомбинаций в свечении верхних уровней водорода, тем больше эффект расширения линий. Надо принять во внимание также, что линия H_α не выпадает из общего хода расширения линий, хотя для нее нет соответствующей фраунгоферовой линии в спектре Солнца.

Будем считать, что к доплеровской приведенной полуширине $\Delta'\lambda$ прибавляется дополнительная величина $\delta(\Delta'\lambda)$, обусловленная молекулярным эффектом Штарка, зависящим от n_e . При этом величина $\delta(\Delta'\lambda)$, как следует из [9], для линии H_β примерно в два раза больше, чем для линии H_α , в три раза больше для линии H_γ и т. д. Отсюда, зная

$\delta\Delta'\lambda/\delta n$, легко определить $(\Delta'\lambda)_{\text{испр}}$, обусловленное только доплеровским расширением. Величины $(\Delta'\lambda)_{\text{испр}}$ приведены в табл. 2. Для связи градиента $\delta\Delta'\lambda/\delta n$ с электронной плотностью оценим E по формуле Энгеля и Штенбека ([10], стр. 198)

$$E = 20en^{2/3}. \quad (3)$$

Получаем приближенно связь между величиной градиента роста приведенной полуширины водородных линий в зависимости от номера линии и плотностью электронов. Применяя данную формулу к ффраунгоферовым линиям спектра Солнца, получим $n_e = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с современными определениями n_e в фотосфере другими способами.

В среднем для исследованных протуберанцев получим $n_e = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

В связи с обнаруженным нами ходом приведенных полуширин водородных линий в протуберанцах напомним тщательные определения ширины линий H_β , H_γ и H_δ в спектре хромосферы, произведенные Рэдманом [6]. Данные Рэдмана показывают, что $\Delta'\lambda_{H_\gamma}$ меньше, чем $\Delta'\lambda_{H_\delta}$, а $\Delta'\lambda_{H_\beta} = \Delta'\lambda_{H_\delta}$, несмотря на то, что линия H_β явно расширена из-за значительного самопоглощения, которое Рэдманом не учитывалось. Следовательно, и в линиях хромосферы наблюдается ход ширин. Увеличение приведенной полуширины $\Delta'\lambda$ при переходе от линии H_γ к линии H_δ равно $\delta\Delta'\lambda/\delta n = 1,5 \cdot 10^{-5}$, т. е. равно среднему из наших определений для протуберанцев. Если, как и в случае протуберанцев, освободить линии от эффекта дополнительного недоплеровского расширения и основываться на $(\Delta'\lambda)_{\text{испр}}$, обусловленном только доплеровским расширением, то получим, что в хромосфере средние по лучу зрения температурные скорости водородных атомов составляют 8.0 км/сек (у Рэдмана — 13.5 км/сек). В то же время и по гелиевой линии, возможно также расширенной, для атомов гелия было получено 8.0 км/сек. Тогда, вместо введенной Рэдманом слишком высокой $T_{\text{kin}} = 35\,000^\circ$, получим более разумную величину $12\,000^\circ$. Для объяснения предположенного нами дополнительного расширения водородных линий в исследованной Рэдманом хромосфере Штарк-эффектом необходимо принять для хромосферы электронную плотность $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При этом, независимо от объяснения природы расширения линий, учет дополнительного расширения приводит к обычным значениям T_{kin} в хромосфере.

Из данных о хромосферной вспышке, полученных Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным [11], следует $\delta\Delta'\lambda/\delta n \approx 3 \cdot 10^{-5}$ (линия H_α расширена из-за значительного самопоглощения и поэтому исключена из рассмотрения), что приводит к $n_e = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ — в согласии с выводами авторов.

Следует добавить, что если рассматривать отмеченное вначале небольшое увеличение $\Delta\lambda_D(20)$ по сравнению с $\Delta\lambda_D(50)$ и $\Delta\lambda_D(70)$ как эффект штарковского увеличения крыльев линий водорода, то по

формулам, приведенным в [12] (стр. 201), получим по линиям H_α , H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ и H_ζ (в среднем по нашему материалу), что n_e равно соответственно $47 \cdot 10^{12}$ *, $11 \cdot 10^{12}$, $36 \cdot 10^{12}$, $(4.3) \cdot 10^{12}$, $6.7 \cdot 10^{12}$ и $2.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Согласие с величиной, приведенной выше, хорошее.

Полученное необычно высокое значение n_e хорошо согласуется с тем, что число наблюдаемых линий в спектральных сериях излучения водорода в протуберанцах сравнительно невелико. Лио [13] для одного из протуберанцев наблюдал линию H_{31} в сериях Бальмера и Пашена, откуда по известной формуле Инглиз-Теллера ([14], стр. 237) получим $n_e = 1.1 \cdot 10^{12}$. Дэвидсон и Стреттон [15] наблюдали в протуберанцах бальмеровскую серию до H_{28} , что дает $n_e = 2.7 \cdot 10^{12}$. Гротриан [16] в эруптивном протуберанце наблюдал бальмеровскую серию примерно до 20-го номера, Ригини [20] до 18-го. Таким образом, непосредственное определение электронной плотности, не основывающееся на оценке толщины протуберанцев, приводит к значениям n_e порядка 10^{12} — 10^{13} .

Что касается хромосферы, то не следует упускать из виду, что 37-я линия бальмеровской серии [17] является наиболее далекой из когда-либо наблюдавшихся в спектре хромосферы, вообще же наблюдается меньшее число линий: 28-я наблюдалась В. А. Кратом [18], 31-я Линдбладом и Кристенсоном [19], а также Ригини [20], 34-я Рэдманом [21].

Таким образом, весьма вероятно, что отмеченное выше увеличение приведенной полуширины линий у водорода является следствием значительной электронной плотности в протуберанцах, и тогда величина $\delta\lambda'/\delta n$ может служить показателем n_e .

Другие линии. В среднем по всем узлам исследованных протуберанцев $\Delta'\lambda_{D_3} = 1.2\Delta'\lambda_{S_2}$, что может быть связано с большим влиянием Штарк-эффекта на ширину линии D_3 , чем линии S_2 , тем более что между $(\Delta'\lambda)_{He}$ и $(\delta\lambda'/\delta n)_H$ наблюдается некоторая корреляция. Об этом говорят также значительные крылья у линий гелия (см. табл. 1). В электрическом поле линии гелия испытывают не только расщепление, приводящее к их расширению, но и значительное смещение. Под действием переменного молекулярного поля это смещение приведет также к дополнительному расширению линии. Нами наблюдалось смещение линии D_3 в протуберанцах, достигающее $0.15 \text{ \AA}$. Таким образом, наблюдательный материал по линиям гелия подтверждает вывод о значительной величине n_e в протуберанцах.

Интересно провести сравнение ширины разных спектральных линий. Однако ошибка определения ширины линий значительна. Как следует из сравнения между собой линий Н и К, ошибка равна в среднем $\pm 0.05 \text{ \AA}$, но может быть больше $0.1 \text{ \AA}$. В то же время интервал изменения ширины сравнительно мал. Повидимому, это связано со специальным выбором для настоящего исследования сравнительно спокой-

* Величина, полученная по H_α , повидимому, несколько завышена из-за эффекта самопоглощения.

ных протуберанцев. Соотношения между ширинами разных линий мало надежны, поэтому ограничимся рассмотрением лишь средних величин.

Исходя из средних значений приведенных полуширин, линий водорода и гелия (табл. 2), получим, используя формулу (1), в среднем по материалу: $T_{\text{kin}} = 26\,300^\circ$ и $v_t = 5.75$ км/сек. Такое большое значение T_{kin} , как и в случае хромосферы (ср. стр. 78), обусловлено тем, что не учтено дополнительное расширение водородных линий. Используя $(\Delta'\lambda)_{\text{испр}}$, будем иметь $T_{\text{kin}} = 6640^\circ$ и $v_t = 12.4$ км/сек. Как и в отношении хромосферы, необходим учет дополнительного расширения водородных линий.

Из сравнения линии D_3 с линией S_2 , для которой расширение в молекулярном электрическом поле должно быть примерно в семь раз меньше, чем для D_3 , а также из сопоставления $(\Delta'\lambda)_{\text{He}}$ с величиной $\delta\Delta'\lambda/\delta n$, получим, что истинное значение $(\Delta'\lambda)_{\text{He}} \approx 6.0$. Итак, учитывая дополнительное расширение также и в гелиевых линиях, получим истинные значения $\bar{T}_{\text{kin}} = 11\,800^\circ$ и $\bar{v}_t = 7.1$ км/сек.

Приведенная ширина кальциевых линий H и K, в противоположность ожидаемому по формуле (1) эффекту уменьшения, оказывается больше приведенных ширин водорода и гелия примерно в два раза. Такое увеличение ширины линий Ca^+ указывает на значительное влияние эффекта самопоглощения на линии H и K (см. ниже).

Интенсивность линий

Для выяснения вопроса о характере возбуждения атома нужно знать распределение атомов по квантовым уровням и зависимость этого распределения от физических условий. Для удобства обсуждения мы в дальнейшем будем определять числа атомов, отнесенных к одной квантовой ячейке, т. е. N_m/g_m , где g_m — статистический вес квантового уровня атома, характеризующегося квантовым числом m .

Переход от наблюдаемых интенсивностей к числам атомов легко осуществляется для линий излучения, в которых отсутствует самопоглощение. Имеем формулы

$$E_{mn} = A_{mn} g_m h \nu_{mn} \frac{N_m}{g_m} \quad \text{и} \quad E_\lambda = 4\pi S_\lambda a_\lambda (\odot), \quad (4)$$

где A_{mn} — вероятность излучения атомом частоты ν_{mn} при переходе с уровня m на уровень n , S_λ — энергия излучения протуберанца, выраженная в эквивалентных ангстремах непрерывного спектра центра солнечного диска, $E_{mn} = E_\lambda$ — энергия, излучаемая во все стороны столбиком протуберанца с сечением, равным 1 см^2 , $a_\lambda (\odot)$ — функция распределения энергии в непрерывном спектре центра солнечного диска, приходящейся на интервал длин волн в $1 \text{ \AA}$. Таким образом, получаем

$$\lg \frac{N_m}{g_m} = \lg \frac{4\pi a_\lambda (\odot)}{A_{mn} g_m h \nu_{mn}} \cdot S_\lambda = A + \lg S. \quad (5)$$

Ниже приводится таблица величин A для использованных в работе λ . Значения величины $a_\lambda(\odot)$ взяты из работы В. П. Вязаницына [22] и дополнены из табл. 2 книги Унзоляда [12] для инфракрасной области. Для вычисления вероятностей переходов использованы значения сил осцилляторов для водорода по данным Мензела и Пекериса [23], для гелия — из статьи А. А. Никитина [24].

Таблица 3

λ			λ		
A			A		
H_α	6562,8	10,18085	S_2	10830,3	10,86601
H_β	4861,5	10,68302	He_γ	3888,7	10,90101
H_γ	4340,6	11,00318	D_3	5875,6	10,05671
H_δ	4101,85	11,23909		4471,7	10,73353
H_ϵ	3970,25	11,40786		4026,4	10,85334
H_ζ	3889,2	11,50794		3819,8	10,72448
H	3968,7	10,89171		7065,7	11,08393
K	3933,9	10,55259		4713,4	11,96642

Вычисленные по наблюдаемым значениям интенсивностей линий значения $\lg N_m/g_m$ были усреднены по отдельным однородным узлам протуберанцев; они приведены в табл. 4.

Для линий, обремененных самопоглощением, необходимо специальное решение вопроса об определении чисел атомов. Самопоглощение в линии H_α было учтено по способу, предложенному А. Б. Северным [25]*. Полученные $\lg N_2$ и $\lg(N_3/g_3)_{\text{испр}}$, исправленные на величину самопоглощения, приведены в табл. 4. О самопоглощении в линиях H и K см. ниже.

По поводу примененного способа учета самопоглощения в линии H_α необходимо сделать ряд замечаний. Теория самопоглощения развита в [25] для случая доплеровских контуров. Однако наблюдения обнаруживают у спектральных линий крылья более широкие, чем у соответствующих доплеровских контуров. Недоучет этого обстоятельства приводит к фактическому завышению эффекта самопоглощения. Кроме того, теория самопоглощения относится к однородным изотермическим слоям протуберанцев. Между тем, Эллисон [26] наблюдал несколько профилей линии H_α в протуберанцах с плоскими или вдавленными вершинами. Такие контуры указывают на неоднородность протуберанцев вдоль луча зрения и на уменьшение температуры во внешних частях протуберанцев. Надо иметь также в виду, что точность определения величины $\frac{W}{2r_c\Delta\lambda_D}$, на которых основывается вычисление самопоглощения, невысокая. Величина $\frac{W}{2r_c\Delta\lambda_D}$, например, больше 1 для дру-

* Чтобы учесть отмеченное выше увеличение $\Delta\lambda$ вместо предложенного в [25] среднего для определения $\Delta\lambda_D(H_\alpha)$ было взято $(\Delta\lambda)_3 = (\Delta\lambda)_{\text{испр}} + \frac{\delta\Delta\lambda}{\delta n}$.

гих бальмеровских линий, однако было бы рискованно объяснять это влиянием самопоглощения.

Перейдем к обсуждению материала. Рассмотрим сначала распределение атомов по уровням водорода. Обычно определяют бальмеровскую температуру возбуждения, нанося точки на график, по одной оси которого отложен $\lg \frac{N_m}{g_m}$, а по другой — энергия связи χ_m . Наклон прямой, соединяющей точки, дает $T_{\text{возб}}$. Однако для водорода в протуберанцах большей частью это не удастся сделать, так как значения $\lg \frac{N_m}{g_m}$ на графике располагаются не по прямой, а по некоторой кривой, что указывает на отсутствие термодинамического равновесия в протуберанцах. В этом случае нельзя говорить ни о бальмеровском распределении, ни о какой-то одной определенной «температуре возбуждения». Поэтому лучше говорить просто о степени возбуждения того или иного уровня, характеризуя ее параметром $\Delta_{m,n} \equiv \lg \frac{N_m}{g_m} - \lg \frac{N_n}{g_n}$.

Если нанести на график из табл. 4 значения $\lg \frac{N_m}{g_m}$ в зависимости от энергии связи χ_m , то для большинства узлов, вместо уменьшения, легко заметить постоянство значений $\lg \frac{N_m}{g_m}$ для верхних уровней и даже некоторое увеличение их (это видно и непосредственно из таблицы). Ошибка определения $\frac{N_m}{g_m}$ для верхних уровней водорода велика, однако она привела бы лишь к разбросу точек на графике. Факт возрастания $\lg \frac{N_m}{g_m}$ для верхних уровней водорода по сравнению с бальмеровским распределением несомненно имеет большое физическое значение. Подобное же явление наблюдали В. А. Крат ([8], табл. 7), В. Н. Зуйков ([27], рис. 2), Миннаэрт [28] для очень высоких членов бальмеровской серии, Унзольд для эруптивного протуберанца [29] и др.

Наблюдаемые значения декремента бальмеровской серии в протуберанцах (ср. также [30] и [12], стр. 444) вообще указывают на избыточное заполнение верхних уровней водорода по сравнению с бальмеровским распределением, и это обстоятельство, как уже было отмечено в литературе, свидетельствует об известной роли рекомбинаций с последующими каскадными переходами в свечении водорода. Различие декремента в разных протуберанцах указывает на изменение в их свечении доли, вносимой рекомбинациями.

Второй особенностью распределения атомов по уровням возбуждения водорода в протуберанцах является малое значение N_3/g_3 по сравнению с N_2/g_2 . В случае термодинамического равновесия при $T = 5000^\circ$ степень возбуждения $\Delta_{3,2} = -1.9$. Наблюдения дают для этой величины значительно меньшую величину, меняющуюся в пределах от -1.9 до -3.7 . Степень возбуждения четвертого уровня $\Delta_{4,2} = -(2.6 - 4.5)$, тогда как для термодинамического равновесия при $T = 5000^\circ$ будет: $\Delta_{4,2} = -2.56$. Этот факт является новым подтверждением резкого

№ пп.	Протуберанец	Название узлов	n	$\lg \frac{N_3}{g_3}$	$\lg \frac{N_4}{g_4}$	$\lg \frac{N_5}{g_5}$	$\lg \frac{N_6}{g_6}$	$\lg \frac{N_7}{g_7}$	$\lg \frac{N_8}{g_8}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	1952 г.								
1	31. V	a	2	7,76	7,34	7,42	7,93	< 7,4	—
2		б, в	4	8,43	7,70	7,65	8,01	8,01	—
3	10. VI	1	1	8,84	8,48	7,85	8,02	8,36	—
4		2	1	8,22	7,96	7,36	—	< 7,10	—
5	12. VII	1a, a'	2	8,20	7,80	7,26	7,92	7,80	—
6		2a, a'	2	8,55	7,76	7,75	8,09	8,18	—
7		б	6	8,46	7,95	7,85	7,87	7,95	—
8		в	2	8,28	7,45	7,62	7,83	7,55	—
9	18. VII—I y.	1	1	8,67	—	—	—	—	—
10		2—3	3	8,35	7,91	7,41	7,59	7,52	—
11	18. VII—I в.	1—4	4	8,89	8,02	7,58	7,77	7,97	—
12	18. VII—I	a	1	8,86	8,43	7,72	7,70	7,81	—
13		б	3	8,94	8,58	7,71	7,85	7,89	—
14	19. VII—I	1a	1	8,90	8,67	8,71	8,83	8,71	—
15		др.	3	8,60	8,12	7,48	7,64	7,1	—
16	19. VII—II	a	1	8,60	7,91	8,08	—	7,77	—
17		в	1	—	7,52	—	—	7,77	—
18		б	6	8,77	8,13	8,12	8,16	8,20	8,29
19	20. VII—I	a	5	8,71	8,03	7,96	8,12	8,17	8,44
20		б, в	6	8,33	7,75	7,88	8,08	7,85	8,24
21	20. VII—II	1	1	8,50	8,51	—	—	—	—
22	20. VII—III	1	3	8,80	8,74	7,71*	7,57*	7,94*	—
23		2	3	9,12	8,81	—	—	—	—
24	22. VII	a, б	4	7,87	7,41	7,72	7,75	8,0	—
25		б", в	4	9,14	8,65	8,60	8,56	8,48	8,54
26		г	2	8,61	8,11	7,91	8,00	—	—
27	18. IX—I	1	2	8,65	8,42	7,74	—	8,0	—
28		2—4	8	8,48	8,22	—	—	—	—
29	18. IX—II	a	3	8,78	8,20	8,03	7,86	< 7,5	—
30		б	2	8,52	8,11	—	7,71	< 7,5	—
31		в	3	8,05	7,64	7,77	7,76	7,6	—
32	18. IX—III	б	1	8,68	8,06	7,95	7,69	7,9	8,75?
33		a	1	8,82	8,32?	—	8,84	8,81	9,40?
34	26. IX—I	a	1	7,63	—	7,38	—	—	—
35		1б	3	8,76	8,31	7,62	7,98	7,73	—
36		2—4б	8	8,17	7,76	7,39	7,2	7,16	—
37		1в	2	8,32	7,87	7,43	7,62	7,75	—
38		2—4в	7	7,96	7,51	7,38	7,1	7,42	—
39		г	4	8,04	7,36	7,36	7,80	7,51	—
40	26. IX—II	2, 3, 4	5	8,47	7,73	~ 7,4	~ 7,45	~ 7,6	—
41		1, 5, 6	6	8,51	7,95	7,57	7,66	~ 7,45	—
42	26. IX—III	a	1	8,94	8,39	—	—	—	—
43		б, в	3	8,70	8,05	—	—	—	—
44	8. X—I	a	4	8,02	8,65	7,75	—	7,3	—
45		в	4	7,93	7,51	7,42	—	~ 7,6	—
46		б	5	7,87	7,47	7,97	—	~ 7,76	—
47	8. X—II	a	2	—	8,35	7,86	—	—	—
48		б	3	8,89	8,15	7,71	8,10	8,19	—
74	Среднее n			8,45 140	7,95 135	101	< 8,05 80	—	—

* Пластика снята сквозь образовавшееся марево.

Таблица 4

$\lg a_{\text{H}}$	$\lg \frac{N_{2^2P}}{g_{2^2P}}$	$\lg \frac{N_{3^2D}}{g_{3^2D}}$	$\lg \frac{N_{3^2S}}{g_{3^2S}}$	$\lg N_1(\text{Ca}^+)$	$\lg \left(\frac{N_2}{g_2} \right)_{\text{Ca}^+}$	$\lg \frac{N(\text{H})g(\text{K})}{g(\text{H})N(\text{K})}$	$\lg N_1(\text{H})$	$\lg \left(\frac{N_2}{g_2} \right)_{\text{погр}}$	$\Delta_{4,a}$
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
~ 7,5	8,57	6,80	—	—	7,87	0,45	12,81	8,09	—0,16
7,90	9,02	6,97	—	—	8,14	0,32	12,64	8,74	—0,20
8,08	9,42	7,60	—	—	8,36	0,43	12,66	9,12	—0,40
7,2	9,21	—	—	13,80	7,72	0,26	13,37	8,87	0,73
7,74	8,88	6,59	—	—	8,00	0,35	12,75	8,49	0,06
8 01	9,38	7,07	—	—	8,20	0,50?	11,56	8,62	—0,25
7,89	9,16	6,97	—	13,43	8,07	0,24	12,50	8,69	0,06
7,67	8,88	6,40	—	13,12	7,49	0,19	12,90	8,70	—0,22
—	9,50	—	—	—	—	—	—	—	—
7,51	9,56	6,87	—	13,19	8,10	0,15	11,41	8,42	0,40
7,77	9,16	7,22	—	13,24	8,20	0,21	12,70	9,17	0,25
7,74	9,17	7,26	—	—	8,21	0,33	12,46	9,05	0,69
7,82	9,27	7,42	—	13,33	7,98	0,23	12,60	9,20	0,76
8,75	9,62	7,52	—	—	8,70	0,31	13,77	9,83	—0,08
7,38	—	6,89	—	13,47	8,33	0,24	12,47	8,78	0,74
7,92	9,33	6,64	—	13,44	8,30	0,24	11,52	8,63	—0,01
7,77	—	—	—	13,64	8,17	0,22	—	—	—0,25
8,19	9,49	7,38	7,2	13,48	8,37	0,25	12,62	9,02	—0,06
8,19	9,39	7,21	—	13,65	8,37	0,26	12,42	9,02	—0,16
7,96	9,12	6,70	—	13,38	8,22	0,25	11,43	8,31	—0,21
—	8,77	7,34	—	—	—	—	—	—	—
7,70*	9,49	7,40	—	13,35	8,06*	0,18	12,19	8,89	1,04*
—	9,37	7,76	—	—	—	—	12,39	9,22	—
7,77	—	7,18	—	—	8,07	0,11	12,60	8,34	—0,36
8,55	9,36	7,34	7,11	12,98	8,53	0,12	12,85	9,52	0,10
7,95	—	7,17	—	—	7,95	—0,05?	12,69	8,84	0,16
7,87	9,5	7,20	—	—	8,06	0,39	11,45	8,70	0,55
—	9,20	7,21	—	—	—	—	12,50	8,71	—
~ 7,7	9,33	7,55	—	13,79	8,15	0,28	11,73	8,84	~ 0,5
~ 7,5	—	7,44	—	—	7,88	0,36	12,62	8,84	~ 0,6
7,7	8,74	7,17	—	—	7,53	0,66?	11,45	8,09	—0,06
(7,85)	9,37	7,70	7,72	13,37	8,39	0,19	12,71	8,94	(0,21)
(8,83)	9,70	—	8,26	13,64	8,35	0,24	12,28	8,91	?
7,38	8,68	~ 6,3	—	13,32	8,18	0,17	12,52	7,79	—
7,78	9,75	7,08	—	13,72	8,21	0,24	12,85	9,06	0,58
7,26	9,19	7,06	—	13,45	8,06	0,19	12,28	8,31	0,50
7,63	8,98	6,66	—	—	8,05	0,38	12,76	8,63	0,24
~ 7,35	9,03	6,90	—	13,04	7,96	0,12	12,65	8,21	0,16
~ 7,39	8,88	6,73	—	13,03	7,80	0,13	12,38	8,24	—0,03
~ 7,45	8,70	~ 6,85	—	13,34	8,04	0,22	12,63	8,78	~ 0,3
7,56	8,96	7,12	—	14,14	8,46	0,28	12,60	8,77	0,39
—	9,70	7,30	—	—	8,15	—	12,59	9,22	—
—	9,41	7,25	—	—	—	—	12,57	8,98	—
~ 7,55	9,28	7,21	—	13,51	7,95	0,24:	12,71	8,33	0,10
~ 7,6	9,05	7,35	—	—	7,93	0,31:	12,57	8,08	—0,09
7,55	9,08	7,01	—	13,29	8,09	0,21:	12,78	8,21	—0,08
7,97	9,73	7,89	—	—	—	—	—	—	0,38
8,05	9,46	7,69	—	13,86	8,14	0,27	12,80	8,93	0,10
7,78	9,20	7,10	—	13,40	8,12	0,250	12,45	8,67	0,14
123	114	133	—	99	117	116	141	141	124

отклонения физических условий для водорода в протуберанцах от условия термодинамического равновесия при $T = 5000^\circ$, несмотря на то, что энергия связи рассматриваемых уровней водорода меньше 5 эв. Вывод о малой степени возбуждения третьего уровня водорода по сравнению со вторым находит подтверждение в данных и других авторов, определявших самопоглощение в линии H_α на основании исследования контура линии. В работе И. И. Назаровой и В. Л. Хохловой [4] получено $\Delta_{3,2} = -(2.0 - 2.5)$. На основании результатов исследования величины самопоглощения в линии H_α , проведенного М. Конвей [31] для шести протуберанцев, можно получить $\Delta_{3,2} = -(2.9 - 3.6)$, т. е. тоже весьма низкое возбуждение. Наблюдаемое низкое возбуждение третьего и отчасти четвертого уровней водорода можно объяснить, если предположить, что возбуждение этих уровней производится со второго уровня солнечной радиацией. Если бы возбуждение производилось неослабленным солнечным излучением, которое можно представить равновесным излучением с температурой $T_1 \approx 5000^\circ$, то $\Delta_{3,2} = -1.9$. Между тем излучение в центре линии H_α составляет примерно 20% от непрерывного спектра, что уменьшит величину $\Delta_{3,2}$ на 0.7. Учет дилуции излучения, которая растет с увеличением расстояния от Солнца и может также возрасти вследствие того, что одна часть протуберанца экранирует другую, приведет к дополнительному уменьшению степени возбуждения третьего уровня. В связи с этим следует напомнить полученный Эллисоном [26] результат уменьшения центральной интенсивности линии H_α в протуберанцах с возрастанием высоты рассматриваемой точки протуберанца над Солнцем. I_c уменьшается до 10 раз на высоте 10^5 км, где геометрическая дилуция в красных лучах составляет $\sim 1/7$. Таким образом, повидимому, возбуждение третьего а в некоторых случаях и более высоких уровней водорода производится солнечной радиацией. Бругенкате [32] определяет $\Delta_{3,2} = -3.4$. В своих рассуждениях он также основывается на идее радиационного возбуждения, однако с его выводами относительно линий H_β и D_3 трудно согласиться.

Что касается верхних уровней водорода, то, как указывалось, их избыточное заполнение связано с рекомбинациями.

Как следует из вычислений Бекера и Мензела [33], в случае чисто рекомбинационного свечения степень возбуждения $\Delta_{m,n}$ для верхних уровней сильно возрастает и становится даже больше нуля; числа $\frac{N_m}{g_m}$ для верхних уровней несколько возрастают. На фиг. 1 представлено распределение атомов по уровням возбуждения водорода при термодинамическом равновесии для $T = 5000^\circ$ и 3300° , при чисто рекомбинационном свечении и наблюдательные данные для протуберанцев. Как показывают вычисления В. П. Вязаницына, учет одновременно двух процессов — рекомбинаций с последующими каскадными переходами и возбуждения солнечным излучением — удовлетворительно объясняет ход величины бальмеровского декремента для высших членов серии

Бальмера в протуберанцах. При наличии процесса рекомбинаций и последующих каскадных переходов различные механизмы возбуждения оказывают незначительное влияние на поведение высших членов серии Бальмера, которые по этой причине без значительной ошибки могут быть использованы для оценки электронной плотности по формуле [33]

$$\frac{N_m}{g_m} = b_m N_n n_e \frac{h^3}{2 (2\pi m k T)^{3/2}} e^{\frac{h R Z^2}{m^2 k T}}. \quad (6)$$

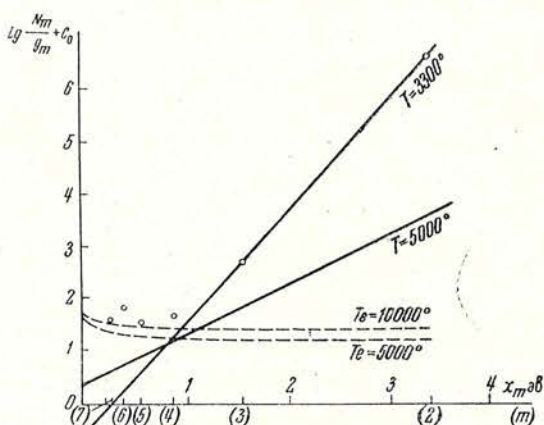
В этой формуле N равно плотности n , умноженной на толщину излучающего слоя H . Показателем роли процесса рекомбинаций и доли,

вносимой им в излучение протуберанца, служит бальмеровский декремент. Для оценки величины бальмеровского декремента, учитывая большую ошибку в определении интенсивности высших членов серии, мы примем эмпирическую величину $\Delta_{4,a} \equiv \lg \frac{N_4}{g_4} - \lg a_H$, где $\lg a_H$ — усредненная по всем верхним уровням величина $\lg \frac{N_m}{g_m}$. Величины $\lg a_H$ и $\Delta_{4,a}$, усредненные по отдельным однородным узлам исследованных протуберанцев, приведены в табл. 4 (столбцы 11 и 20).

Интересно сопоставить вывод о рекомбинационном характере свечения верхних уровней водорода с эффектом увеличения приведенной ширины линий в серии Бальмера, поскольку они зависят от n_e . Рассмотрим фиг. 2 и 3, по одной оси которых отложены $\Delta_{4,a}$ и $\Delta_{3,a}$, а по другой — $\lg \frac{\delta \Delta \lambda}{\delta n}$. Размер кружка вокруг точек пропорционален весу. Несмотря на значительный разброс точек, которого следовало ожидать из-за больших ошибок наблюдений и из-за вариаций общей плотности в различных протуберанцах, обнаруживается вполне определенная корреляция между этими величинами. Для ряда протуберанцев между их узлами существует связь подобного же рода.

Отметим кратко некоторые важные выводы, следующие из экспериментального факта связи $\Delta_{4,a}$ и $\Delta_{3,a}$ с $\lg \frac{\delta \Delta \lambda}{\delta n}$.

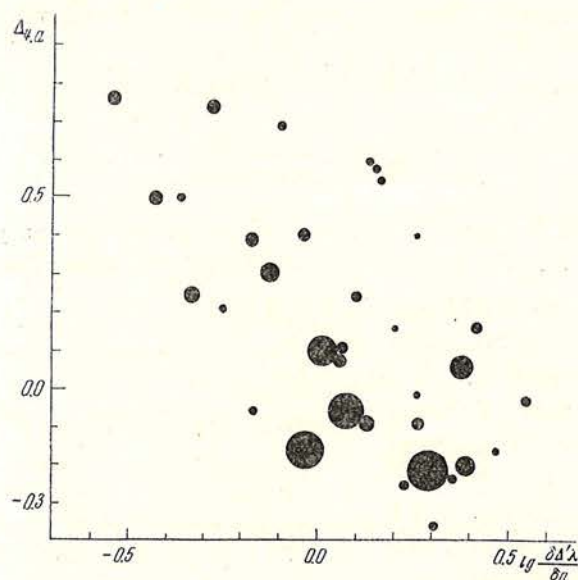
1) Из того факта, что при увеличении роли рекомбинационного свечения, зависящего от электронной концентрации, возрастает эффект увеличения приведенной ширины линии серии Бальмера, следует новое



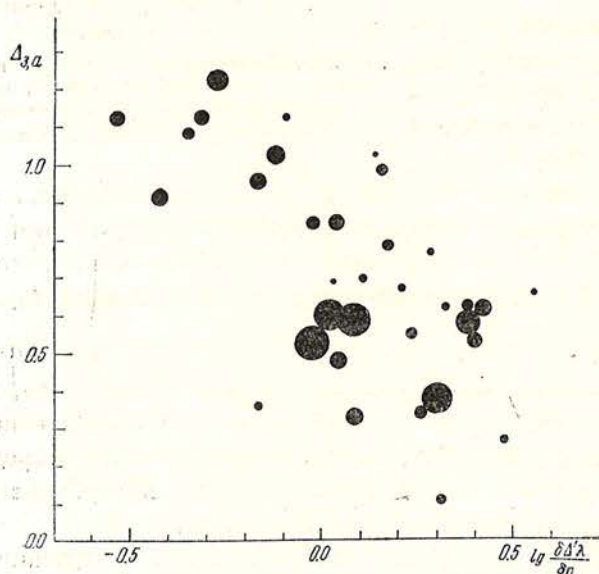
Фиг. 1. Распределение атомов водорода по уровням возбуждения при различных физических условиях.

1) термодинамическое равновесие при $T = 5000^\circ$ и $T = 3300^\circ$ (сплошные прямые), 2) при рекомбинационном свечении (штриховые кривые), 3) в среднем для исследованных протуберанцев (кружки).

подтверждение правильности интерпретации последнего эффекта штарковским расширением.



Фиг. 2. График связи показателя роли рекомбинационного свечения $\Delta_{4,2} \equiv \lg \frac{N_4}{g_4} - \lg \frac{N_m}{g_m}$ и величины штарковского расщепления $\lg \frac{\delta \Delta' \lambda}{\delta n}$.



Фиг. 3. График связи величин $\Delta_{3,2}$ и $\lg \frac{\delta \Delta' \lambda}{\delta n}$.

2) Интерпретируя приближенно свечение верхних уровней водорода как рекомбинационное, в среднем по всему материалу будем иметь

$\lg a_H = 7.78$, откуда можно получить $\lg N_i n_e \approx \lg n_e^2 H = 29.65$. Для величины $N_i n_e$ многие авторы получали примерно одно и то же значение из анализа непрерывного и линейчатого спектров излучения протуберанцев. С другой стороны, в среднем по материалу выше было получено, что $\lg n_e = 12.8$, откуда следует $\lg H = 4.0$. Средняя эффективная толщина излучающего слоя протуберанца H оказывается значительно меньше видимой ширины волокон на диске Солнца, произвольно принимаемой обычно за толщину протуберанца. Это последнее обстоятельство постоянно служит причиной противоречия между определениями n_e из интенсивностей линий, пропорциональных $n_e^2 H$, и другими определениями. Таким образом, спектральное определение, которое следует еще уточнить, дает величину $H \approx 10^4$ см. Повидимому, надо считать, что либо у протуберанцев светится только тонкая оболочка, либо протуберанец состоит из тонких шнуров разряда, как предположил Альфвен [34], так что эффективная толщина излучающего слоя $H \approx 10^4$ см. Подобное представление о протуберанцах может оказаться плодотворным при объяснении таких явлений, как наличие тонких светлых каемок у волокон, сильное поглощение в центральных частях волокон и наличие тонких темных нитей у протуберанцев (ср. Эман [35]).

3) Фиг. 2 позволяет сделать некоторые заключения о плотности атомов водорода n_H и степени его ионизации x в исследованных протуберанцах. В случае чисто рекомбинационного свечения величина $\Delta_{4,a}$ равна -0.13 для $T_e = 5000^\circ$ и -0.19 для $T_e = 10\,000^\circ$. На фиг. 2 это точки, расположенные в правом нижнем углу; для них, очевидно, ионизация водорода должна быть высокой, так что приближенно будем иметь: $n_i = n_e = 5 \cdot 10^{13} \approx n_H$ (примерная плотность водорода в протуберанцах). Судя по графику, интервал изменения n_e заключен между $5 \cdot 10^{13}$ и 10^{12} . Это позволяет думать, что степень ионизации водорода изменяется примерно от $x=1$ до $x=0.02$. Необходимо отметить, что эти выводы сделаны непосредственно из экспериментальных данных и не опираются на какие-либо теоретические предположения о термодинамическом равновесии в протуберанцах и т. п.

4) Поскольку возбуждение 3 и 4-го уровней водорода производится солнечным излучением со второго уровня, N_3 и N_4 пропорциональны N_2 . Учитывая, что $a_H \sim n_e^2$, корреляция на графиках фиг. 2 и 3 приводит к заключению, что в пределах точности наблюдений N_3 и $N_4 \sim n_e$, т. е. и $N_2 \sim n_e$. Это указывает на то, что возбуждение второго уровня с основного уровня водорода производится, повидимому, электронным ударом, а не излучением [36]. Оценка роли электронных ударов в ионизации водорода по сравнению с фотоионизацией излучением Солнца при $n_e = 5 \cdot 10^{12}$, $T_e = 10\,000^\circ$ и $T_1 = 4800^\circ$ по формуле (20.8) в [36] дает $\frac{Z_\Phi}{Z_\varphi} = 10^{-5}$ или, по формуле (8.23) в [14], $\frac{Z_\Phi}{Z_\varphi} = 10^{-3}$, т. е. приводит к такому же заключению. Все эти предварительные выводы нуждаются в последующей проверке на основе материала более высокого качества.

Перейдем к рассмотрению материала по линиям Н и К. Интенсивности и ширина этих линий искажены значительным самопоглощением. В работах В. П. Вязаницына [2] и А. Б. Северного [25] предложен ряд способов учета самопоглощения в линиях Н и К. Наиболее надежный способ основан на использовании отношения $\frac{E(K)}{E(H)}$. Однако это отношение по нашему материалу определяется неточно; имеется несколько случаев, когда $E(H) > E(K)$, что абсурдно. В среднем по всему материалу $\frac{E(K)}{E(H)}$ равно 1.15. Отсюда, по способу В. П. Вязаницына, получаем $\lg N_1(\text{Ca}^+) = 13.56$, по способу А. Б. Северного $\lg N_1(\text{Ca}^+) = 13.46$. Независимым образом оценка величины самопоглощения может быть основана на сравнении измеренной ширины кальциевых линий и ширины, вычисленной по формуле (1), куда надо подставить значения T_{kin} и v_t , найденные сравнением ширины водородных и гелиевых линий. При этом (в среднем по материалу) и по способу В. П. Вязаницына и по способу А. Б. Северного получим $\lg N_1(\text{Ca}^+) = 13.5$.

Самопоглощение в линиях Ca^+ было учтено по способу А. Б. Северного для ряда узлов; полученные значения $\lg N_1(\text{Ca}^+)$ приведены в табл. 4.

При учете самопоглощения были определены доплеровские ширины кальциевых линий $\Delta\lambda_D(\text{Ca}^+)$, которые были использованы для нахождения T_{kin} и v_t . На основании формулы (1) по ширинам линий $(\Delta'\lambda)_{\text{испр}}$, $(\Delta'\lambda)_{\text{He}}$ и $\Delta'\lambda_D(\text{Ca}^+)$ были составлены три уравнения и решены по способу наименьших квадратов. Результаты вычисления T_{kin} и v_t с их средними квадратичными ошибками для однородных частей протуберанцев приведены в табл. 5.

Таблица 5

№ частей протуберанца	$\Delta\lambda_D(\text{Ca}^+)$	T_{kin}	v_t	№ частей протуберанца	$\Delta\lambda_D(\text{Ca}^+)$	T_{kin}	v_t
3	—	6,9	10,3	25	0,171	$6,0 \pm 3,2$	$12,0 \pm 1,3$
5	—	29,1	0	27	—	8,8	9,5
6	—	24,0	2,7	29	0,095	$22,1 \pm 0,6$	$6,31 \pm 0,5$
7	0,180	$-2,2 \pm 6,8$	$12,0 \pm 2,7$	31	—	8,0	12,5
8	0,192	$-0,5 \pm 5,7$	$13,2 \pm 2,2$	32	0,277	11,0	11,2
10	0,229	$0,7 \pm 12,9$	$14,6 \pm 4,4$	34	0,279	$17,0 \pm 13,4$	$18,6 \pm 3,6$
11	0,173	$18,5 \pm 14,0$	?	35	0,176	$17,0 \pm 12,6$	$16,3 \pm 3,8$
12	—	16,4	?	36	0,166	$2,9 \pm 1,0$	$12,3 \pm 0,4$
13	0,175	$18,8 \pm 14,2$	$1,2 \pm 6,0$	40	0,202	$0,2 \pm 7,0$	$13,6 \pm 2,5$
15	0,199	$13,7 \pm 11,3$	$11,9 \pm 4,7$	41	0,214	$2,6 \pm 5,6$	$15,0 \pm 1,8$
16	0,186	$16,0 \pm 12,2$	$10,4 \pm 5,8$	44	0,225	$-0,4 \pm 10,0$	$15,0 \pm 3,3$
17	0,202	23,6	15,1	45	0,104	$7,8 \pm 4,2$	$9,4 \pm 2,2$
18	0,178	$11,0 \pm 1,1$	$13,8 \pm 0,4$	46	0,194	$5,3 \pm 3,3$	$13,9 \pm 1,2$
19	0,197	$6,4 \pm 3,2$	$15,7 \pm 1,0$	48	0,225	$2,1 \pm 11,4$	$14,7 \pm 3,8$
20	0,142	$6,9 \pm 5,7$	$12,3 \pm 2,3$				

Хотя точность определения кинетической температуры и турбулентной скорости невелика (см. отрицательные значения T_{kin} в таблице), все же можно заключить, что в исследованных протуберанцах $T_{\text{kin}} \approx 5-15$ тыс. градусов, $v_t = 10-15$ км/сек в согласии с определением этих величин по средним значениям $(\Delta\lambda)_{\text{испр}}$ и $(\Delta\lambda)_{\text{He}}$.

Рассмотрим наблюдательные данные, относящиеся к линиям гелия. Предварительно отметим некоторые особенности распределения атомов ортогелия по уровням возбуждения при рекомбинационном свечении по сравнению с распределением при термодинамическом равновесии. Коэффициенты рекомбинаций вычислены А. А. Никитиным [24]. Как и для водорода, для многих уровней ортогелия при рекомбинациях числа N_m/g_m приблизительно равны между собой и даже несколько возрастают для верхних уровней. В то же время при термодинамическом равновесии $\lg \frac{N_m}{g_m} \sim \chi_m$ (энергии связи). Необходимо к тому же обратить особое внимание на аномальное поведение уровня 3^3P , с которого происходит излучение линии $\lambda 3889$ (эту линию, близкую к соответствующей линии водорода, мы обозначим через He_ζ). He_ζ является линией перехода в основное (метастабильное) 2^3S состояние ортогелия. При термодинамическом равновесии отношение интенсивности гелиевой линии He_ζ , например, к линии D_3 равно отношению $\frac{A_{mngm}h\nu_{mn}}{A_{m'n'}g_{m'}h\nu_{m'n'}} = 0.15$, где A — вероятности излучения и g — статистические веса соответствующих уровней, так как в силу близкого расположения уровней 3^3P и 3^3D числа атомов $\frac{N_m}{g_m}$ для этих уровней одинаковы. Для рекомбинаций при $\tau(2^3S - nP) \ll 1$ отношение $\frac{E_{\text{He}_\zeta}}{E_{D_3}} = 1$, т. е. возрастает по сравнению с термодинамическим равновесием почти на порядок. Для рекомбинаций при $\tau(2^3S - nP) > 1$ $\frac{E_{\text{He}_\zeta}}{E_{D_3}}$ возрастает на три порядка. Таким образом, отношение $\frac{E_{\text{He}_\zeta}}{E_{D_3}}$ является весьма чувствительным индикатором механизма свечения ортогелия. Наблюдается аномалия и в поведении других уровней m^3P . Для выяснения вопроса о населенности высоких уровней ортогелия рассмотрим результаты наблюдений во время затмений, когда можно исследовать многие слабые линии. Наблюдаемые значения интенсивностей на основании табл. 3 переведены в $\lg \frac{N_m}{g_m}$ и собраны в табл. 6.

Для некоторых линий, попадающих в исследованные спектральные области, но не указанных в сводках наблюдателей, мы сочли целесообразным привести оценку интенсивности их сверху, считая, что интенсивность этих линий меньше, чем у самой слабой линии, наблюдавшейся в этой спектральной области. Для линии $\lambda 3889$ была проведена редукция наблюдаемых значений, из которых вычиталась интенсивность водородного излучения, определенная интерполяцией из сравнения с другими бальмеровскими линиями.

Таблица 6

Автор	Протубе- ранцы	3^3D $\lambda 5876$	4^3D $\lambda 4472$	5^3D $\lambda 4026$	6^3O $\lambda 3819$	3^3P $\lambda 3889$	4^3S $\lambda 4713$	$lg a_{He}$	$lg a_H$	$\frac{a_{He}}{a_H}$
Крат [8]	Низ	12,02	12,47	{	<12,2	12,93		12,2	13,3	0,080
	Верх	11,80	12,27			13,00		12,0	13,2	0,063
Унзольд [29]		3,88	4,37	4,01	3,99	4,71		4,06	5,12	0,087
Паннекук [38]		4,56	4,58	3,95	—	?		—	—	—
Петтит [38]		—	4,45	3,70	3,40	?	4,53	—	—	—
Силье и	Ср.	0,00	1,73	1,29	1,13	—	—	—	—	—
Мензел [39]	Ярк.	0,00	1,99	1,51	1,43	—	—	—	—	—
	Слаб.	0,00	1,42	1,18	1,00	—	—	—	—	—
Зуйков [27]	116°	6,84	(6,35)	6,18	—	7,2	—	—	—	—
	Ср.	5,94	5,53	—	—	—	—	—	—	—

Таблица показывает два характерных типа протуберанцев. К первому типу относятся протуберанцы, исследованные В. А. Кратом (№ 1 и 2) и Унзольдом, а также, возможно, В. Н. Зуйковым (116°). Для них величины $lg \frac{N_m}{g_m}$ примерно постоянны или даже падают для более низких уровней, а $\left(\frac{N_m}{g_m}\right)_{\lambda 3889}$ примерно на порядок больше, чем $\left(\frac{N_m}{g_m}\right)_{D_3}$. Для второго типа (почти все остальные протуберанцы таблицы) $lg \frac{N_m}{g_m}$ уменьшается с увеличением потенциала возбуждения, как это следует по формуле Больцмана. При этом $T_{возб}$ для этих протуберанцев оказывается порядка 5—7 тыс. градусов. Заметим, что для протуберанцев Крата и Унзольда наблюдается также возрастание значений $lg \frac{N_m}{g_m}$ для верхних уровней водорода. Рассматривая спектрограмму № 30, приведенную Лию в [13], легко заметить, что верхний узелок протуберанца, слабо светящийся в балмеровских линиях водорода, имеет значительную интенсивность в линии $\lambda 3889$. На основании приведенного обзора можно заключить, что в некоторых протуберанцах свечение гелия является рекомбинационным с последующими каскадными переходами.

В других случаях распределение атомов ортогелия по верхним уровням возбуждения соответствует больцмановскому при $T_{возб} = 5—7$ тыс. градусов. Сравнивая между собой в табл. 4 числа атомов для уровней $2P$ и $3D$, найдем, что степень возбуждения $\Delta_{3D, 2P} = -(2.6—1.5)$ и соответствует $T_{возб} = 4—7$ тыс. градусов, а в среднем $\bar{T}_{возб.} = 5200^\circ$. Таким образом, распределение атомов по более низким уровням ортогелия также является больцмановским. Это заключение справедливо в том случае, если линия S_2 свободна от самопоглощения. Материал дает некоторые неуверенные указания на присутствие в отдельных случаях самопоглощения в линии S_2 , однако учесть его не представ-

ляется возможным. Измеренные в отдельных случаях интенсивности линий He_ϵ , а также $\lambda 7065$ дают числа атомов для уровня 3^3P и 3^3D , которые также укладываются в схему бoльцмановского распределения. Отметим, что $T_{\text{возб}}$ гелия, определяемая по населенности уровней 2^3P и 2^3S ортогогелия, в пределах точности соответствует T_{kin} , определенной на стр. 89.

Отсюда можно перейти к оценке концентрации гелия в протуберанцах.

Унзольд ([12], стр. 445 и далее) предложил метод определения отношения содержания ионизованного гелия к содержанию ионизованного водорода $\frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{H}^+}}$. Этот метод с изменением исходных данных в отношении температуры и чисел атомов на уровнях возбуждения использовался Бругенкате [32] и А. Б. Северным [40]; при этом были получены согласные результаты. Хотя в методе Унзольда используются уровни, разность энергий связи для которых настолько мала, что становится несущественным выбор величины температуры, тем не менее этот метод встречает возражения в том отношении, что и для водорода и для гелия постулируется один и тот же закон связи ионизованных и возбужденных атомов (формула Саха—Больцмана) с одной и той же температурой. В свете сказанного о существенной роли рекомбинаций для водорода и гелия необходимо в этот метод внести некоторые поправки. Для описания распределения атомов по верхним уровням для некоторых протуберанцев надо пользоваться формулами рекомбинаций, а не формулой Саха—Больцмана. Таким образом, будем иметь

$$\lg a_{\text{H}} \equiv \lg \frac{N_{\text{H}}^{\text{H}}}{g_{\text{H}}^{\text{H}}} = \left(\lg b_{\text{n}}^{\text{H}} N_{\text{He}^+} n_e \frac{h^3}{2 (2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{\frac{X_{\text{n}}^{\text{H}}}{k T_e}} \right)_{\text{cp}}, \quad (7)$$

$$\lg a_{\text{He}} \equiv \lg \frac{N_{\text{n}}^{\text{He}}}{g_{\text{n}}^{\text{He}}} = \left(\lg b_{\text{n}}^{\text{He}} N_{\text{He}^+} n_e \frac{h^3}{4 (2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{\frac{X_{\text{n}}^{\text{He}}}{k T_e}} \right)_{\text{cp}}, \quad (8)$$

где значки H и He означают принадлежность величин соответственно водороду и гелию; $X_{\text{n}} = \frac{\chi_{\text{n}}}{k T_e}$, коэффициенты b_{n}^{H} вычислены Мензелом [33], b_{n}^{He} — А. А. Никитиным [24]. Эти вычисления дают: 1) для водорода (гипотеза В) среднее по линиям $\text{H}_\gamma - \text{H}_\epsilon$ будет: $\lg b_{\text{n}}^{\text{H}} e^{\frac{X_{\text{n}}^{\text{H}}}{k T_e}} = -0.476$ при $T_e = 5000^\circ$ и -0.335 при $T_e = 10\,000^\circ$; 2) для гелия среднее по уровням $3^3D - 6^3D$ при $T_e = 10\,000^\circ$ будет: $\lg b_{\text{n}}^{\text{He}} e^{\frac{X_{\text{n}}^{\text{He}}}{k T_e}} = -0.30$ при $\tau(2^3S - nP) > 1$. Таким образом, с учетом процессов рекомбинаций будем иметь

$$\frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{H}^+}} = \frac{a_{\text{He}}}{a_{\text{H}}} z, \quad (9)$$

где $z = 1, 3$, а величины a_{H} и a_{He} определяются из наблюдений. Для протуберанцев В. А. Крата и Унзольда в табл. 6 приведены значения

$a_{\text{He}}/a_{\text{H}}$, которые характеризуют относительную концентрацию ионизованных водорода и гелия в этих протуберанцах; $\frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{H}^+}}$ оказывается равным 0.10—0.15. Поскольку ионизация водорода в этих протуберанцах, повидимому, полная, мы приходим к заключению, что в них также высока ионизация гелия, концентрация которого составляет 10—15% от концентрации водорода.

Для других протуберанцев надо учитывать, что распределение гелия по уровням возбуждения подчиняется формуле Больцмана. Будем считать, что ионизация гелия в протуберанцах осуществляется с основного (метастабильного) уровня ортоголия солнечным излучением, ионизацией же электронным ударом в этом случае пренебрежем. Тогда будет справедлива следующая видоизмененная формула Саха (см. [12], стр. 525):

$$\frac{N_{2^3S}}{g_{2^3S} \cdot N_{\text{He}^+}} = \frac{1}{2} n_e \frac{h^3}{2 (2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{T}{w T_1} e^{-\frac{\chi_{\text{He}}}{k T_1}}, \quad (10)$$

где T_1 — температура излучения Солнца, а w — фактор дилуции излучения. Деля выражение (7) на (10), получим

$$\frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{H}^+}} = \frac{b_n^{\text{H}} e^{\chi_n^{\text{H}}}}{\frac{\chi_n^{\text{He}}}{1/2 e^{-\frac{\chi_n^{\text{He}}}{k T_1}}}} \cdot \frac{N_{2^3S}^{\text{He}}}{g_{2^3S}^{\text{He}} \cdot a_{\text{H}}} \cdot \frac{w T_1}{T}. \quad (11)$$

В этом выражении первый множитель при $T_1 = 5000^\circ$ равен $10^{-4.8}$, второй определяется из наблюдений, а $\frac{w T_1}{T}$ положим равным $1/10$. В среднем по материалу $\overline{\lg a_{\text{H}}} = 7.78$; по формуле Больцмана при $T_{\text{возб}} = 5200^\circ$ найдем $\lg \left(\frac{N}{g} \right)_{2^3S} = 10.35$. В результате получаем $\frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{H}^+}} = 10^{-4.8} \cdot 10^{10.35-7.78} \cdot 10^{-1} = 10^{-3.23}$. Сравнивая этот вывод с выводом для протуберанцев В. А. Крата и Унзольда, мы должны прийти к заключению, что ионизация гелия в протуберанцах изменяется очень сильно и во всяком случае больше, чем ионизация водорода. В этой связи интересно отметить, что рассматриваемый материал дает основание подозревать, что с увеличением в протуберанцах электронной плотности ионизация гелия растет быстрее, чем ионизация водорода. Действительно, как следует из изложенного, интенсивность линий D_3 или S_2 прямо пропорциональна N_{He^+} , а интенсивность линий H_α или H_β примерно пропорциональна n_e . Между тем сравнение отношения $\frac{I_{\text{He}}}{I_{\text{H}}}$ с величиной $\frac{\partial \Delta \lambda}{\partial n}$ в среднем по наиболее надежным значениям показывает, что при изменении электронной плотности в исследованных протуберанцах на один порядок отношение $I_{\text{He}}/I_{\text{H}}$ изменяется по крайней мере в 4—5 раз. Сравнение интенсивности излучения протуберанцев

в линиях гелия D_3 и S_2 , с одной стороны, и в линиях H_α и H_β , с другой — обнаруживает резкое отличие одних узлов от других. Назовем узлы «водородными» или «гелиевыми» соответственно тому элементу, излучение которого в этих узлах относительно больше. Характерно, что разные узлы одного и того же протуберанца попадают в одну группу, так что можно в этом смысле говорить о «водородных» и «гелиевых» протуберанцах. Существует различие вида протуберанцев в линиях водорода и гелия. Оно наблюдалось нами визуальным на гелиоскопе в линиях H_α и D_3 и фотографически на коронографе в линиях H_α и S_2 . Это различие частично можно объяснить разницей оптических толщин протуберанцев в указанных линиях и влиянием эффекта самопоглощения. Однако для полного объяснения различия вида протуберанцев в линиях водорода и гелия следует считать, что возбуждение свечения в гелии и в водороде не одинаково не только в разных протуберанцах, но и в разных частях одного и того же протуберанца.

Изменение в несколько раз относительных интенсивностей линий D_3 и H_α не только в разных протуберанцах, но и в разных частях одного и того же протуберанца отмечают в своих работах Брюк и

Мосс [41]. Возрастание отношения $\frac{I_{D_3}}{I_{H_\alpha}}$ с увеличением I_{D_3} интерпретиро-

вано Брюком и Моссом, согласно Унзольду ([12], стр. 438), как увеличение самопоглощения в линии H_α . Между тем самопоглощение лишь частично объясняет указанное соотношение. Для каждого протуберанца вводится некоторое число k , отражающее различие для них отношения содержаний возбужденного водорода и гелия. В свете изложенного это есть прямое следствие различия в протуберанцах электронной плотности и более резких изменений ионизации гелия по сравнению с ионизацией водорода. В недавней заметке Ньюкирка, Гордона и Ира [42] указывалось, что к «гелиевым» протуберанцам относятся определенные типы протуберанцев, причем им сопутствуют различные аномалии коронального свечения, в том числе усиление желтой корональной линии.

Принято считать, что наблюдающиеся относительные интенсивности спектральных линий излучения в основном сходны для всех типов протуберанцев ([14], стр. 330—346), в том числе и для так называемых «металлических» протуберанцев, отличающихся большой яркостью всех линий (ср. [33]). Как было показано, в отношении линий гелия S_2 и D_3 и линий водорода H_α и H_β это утверждение несправедливо. В последнее время проведен ряд работ, в которых обнаружены вариации относительных интенсивностей других линий.

В Пулковском каталоге протуберанцев [43] еще раз подтвержден

вывод об изменении в протуберанцах величины $i = \frac{I_{H_\epsilon}}{I_H}$, причем, чем

больше величины бальмеровского декремента и чем более «пологий» при этом декремент, тем больше значение i . Один из выводов работы состоит в том, что величина i растет с увеличением I_{H_ϵ} ; это возрастание

тем больше, чем меньше ширина линии $\Delta\lambda_{Ca^+}$. В нашем материале аналогом i может служить величина $\lg a_H - \lg \left(\frac{N_2}{g_2} \right)_{Ca^+}$, которая обнаруживает тесную корреляцию с величинами $\Delta\lambda_a$ и $\lg \frac{\delta\Delta\lambda}{\delta n}$, приводящую к заключению, что интенсивность кальциевых линий пропорциональна n_e . Отсюда легко понять выводы, следующие из работ В. П. Вязаницына относительно поведения i . $I_{H\epsilon}$ пропорционально n_e^2 , следовательно $i \sim n_e$ и должно возрастать с увеличением $I_{H\epsilon}$ и с возрастанием величин бальмеровского декремента, так как при этом увеличиваются рекомбинации.

Вальдмайер [44] предложил способ классификации типов протуберанцев по относительной интенсивности линий $\lambda 5169.03 (b_3)$ и $\lambda 5167.32 (b_4)$. Изменение отношения b_3/b_4 от протуберанца к протуберанцу связывается им по формулам термодинамического равновесия с изменением в них n_e и T_e . Мюллер [45] дополнил и развил этот способ классификации протуберанцев. В среднем для исследованных протуберанцев, независимо от их толщины, он получил $T_e = 3720 - 3960^\circ$ при $n_e = 10^{10}$ или $T_e = 4540 - 4890^\circ$ при $n_e = 10^{12}$ (т. е. для получения более разумного значения T_e надо брать более высокое, чем обычно принимают, n_e). Мюллер обнаружил также уменьшение b_3/b_4 с увеличением интенсивности магниевого триплета, что в рамках развитой в [44] теории можно интерпретировать как увеличение n_e .

Итак, наблюдающиеся в протуберанцах изменения отношений интенсивностей $I_{D_3}/I_{H\alpha}$, $I_{H\epsilon}/I_H$, b_3/b_4 и вариации в величинах бальмеровского декремента связаны с изменением n_e и могут служить для определения n_e в протуберанцах.

В заключение сделаем попытку более внимательно рассмотреть поведение ширины и относительных интенсивностей спектральных линий в исследованных протуберанцах, разбив их на некоторые характерные группы (см. фиг. 6 в [1]).

Хромосферные выступы 20.VII—II, 18.IX—III и 8.X—II(a). Этот тип протуберанцев характеризуется очень широкими и яркими линиями. Линия H_α испытывает значительное самопоглощение, которое в протуберанце 18.IX—III увеличивает ширину линии раза в четыре, а вообще — раза в два-три. Ионизация этих протуберанцев сравнительно невысокая, а оптическая толща самая большая из исследованных протуберанцев. T_{kin} — высокая, v_i — большая.

Протуберанцы электромагнитного типа (по [46]). Большая часть исследованных протуберанцев — именно такого активного типа. Различные узлы этих протуберанцев могут иметь разнообразные свойства, однако большая часть этих узлов имеет значительную электронную плотность и сильно ионизована. Турбулентные скорости достигают $\sim 12 - 15$ км/сек, температура $\sim 5 - 10$ тыс. градусов. Особенно высокой ионизацией отличаются протуберанцы 31.V, 12.VII, 19.VII—II и 22.VII, состоящие из группы коротких прямых стволов.

Среди исследованных объектов содержится несколько своеобразных протуберанцев (ср. фиг. 6 в [1]).

Протуберанец 26.IX—II в виде всплеска имеет среднюю ионизацию, температуру довольно низкую, значительную v_i .

Протуберанец 18.IX—I состоит из узлов в виде некоторых сгущений вещества. Довольно плотный малоионизованный протуберанец, T_{kin} — средняя, v_i — небольшая.

Протуберанец 26.IX—I имеет вид ивовых прутьев. Неплотный, значительно ионизованный протуберанец, с большими T_{kin} и v_i .

Протуберанец 20.VII—I в виде загибающихся струй, состоящих из тонких волокон. Очень сильно ионизован, имеет большую плотность и большую турбулентную скорость, $T_{kin} \approx 6500^\circ$.

Характерная высокая активная дуга в протуберанце 8.X—I. Плотность низкая, очень большая ионизация, большие турбулентные движения и сравнительно низкая температура.

Протуберанцы 29.VII (r) и 18.VII—I; последний из них наблюдался утром и вечером. Эти протуберанцы принадлежат к типу корональных облаков. Имеют высокую ионизацию, но сравнительно малую плотность. Повидимому, к вечеру у протуберанца 18.VII—I несколько понизилась ионизация, возросла плотность и температура, уменьшились турбулентные движения.

За руководство работой выражаю благодарность проф. А. Б. Северному, а также члену-корр. АН СССР Э. Р. Мустелю, проф. И. С. Шкловскому и доктору физ.-мат. наук С. Б. Пикельнеру за советы и помощь.

Л и т е р а т у р а

1. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 112, 1954.
2. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО 136, 1, 1947.
3. A. Unsöld. Z. Phys. 59, 353, 1930.
4. И. И. Назарова и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 170, 1953.
5. C. De Jager. Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht, XIII, part I, 1952.
6. R. Redman, M. N. 102, 140, 1942.
7. R. Woolley a. H. W. Newton. M. N. 97, 531, 1937.
8. В. А. Крат. Изв. ГАО 147, 1, 1951.
9. А. Унзольд. Сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», стр. 7, ИЛ, 1951.
10. А. Энгель и М. Штенбек. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. II, стр. 34, ОНТИ, 1935.
11. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
12. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
13. B. Lyot. M. N. 99, 580, 1939.
14. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
15. C. R. Davidson a. F. Stratton. Mem. R. A. S. 64, 144, 1927.

16. W. Grotrian, Zs. f. Ap. 2, 106, 1931.
 17. S. Mitchell. Ap. J. 105, 1, 1947.
 18. В. А. Крат. Изв. ГАО 147, 1, 1951.
 19. B. Lindblad e. H. Kristenson. Estratto dagli Atti dell'XI «Convegno Volta», Roma, 1953.
 20. G. Righini. Atti convegni Accad. naz. Lincei, No. 11, P. 166. a. 82, 1953.
 21. R. Redman. Там же, стр. 72.
 22. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО 147, 19, 1951.
 23. D. Menzela. C. Pekeris. M. N. 96, 77, 1935.
 24. А. А. Никитин. Уч. зап. МГУ 22, 47, 1950.
 25. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 33, 1954.
 26. M. Ellison. Estratto dagli Atti dell'XI «Convegno Volta», Roma, 1952.
 27. В. Н. Зуйков. Изв. ГАО 149, 47, 1952.
 28. M. Minnaert, L. Ornstein a. F. I. M. Stratton, M. N. 88, 536, 1928.
 29. A. Unsöld, Zs. f. Ap. 24, 22, 1947.
 30. Е. Я. Перепелкин и В. П. Вязаницын. Пулковский циркуляр, № 13, 1935.
 31. M. Conwey. Proc. Roy. Irish Ac. V. 544, 311—319, 1952.
 32. P. ten Bruggencate. Nachr. Ak. Wiss. in Göttingen, No. 13, 1952.
 33. Д. Бекер и Д. Мензел. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях», ИЛ, 1948, стр. 23.
 34. Х. Альфвен. Космическая электродинамика, стр. 193, ИЛ, 1952.
 35. V. Öhman. Estratto dagli Atti dell'XI «Convegno Volta», Roma, 1953.
 36. И. С. Шкловский. Труды ГАИШ 20, 5, 1951.
 37. И. С. Шкловский. Солнечная корона. Гостехиздат, 1951.
 38. E. Pettit. Ap. J. 76, 9, 1932.
 39. G. G. Cillie a. D. H. Menzel. Harv. Obs. Circ., No 410, 1935.
 40. А. Б. Северный. ДАН 76, 189, 1951.
 41. H. Brück a. W. Moss. M. N. 103, 258, 1943; 105, 17, 282, 1945.
 42. Newkirk, A. Gordon. Astron. Journ. 59, 330, 1954.
 43. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО 145, 68, 1950.
 44. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 28, 208—212, 1951.
 45. R. Müller. Zs. f. Ap. 30, 293—298, 1952.
 46. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 9, 1953.
-

О ВЫБРАСЫВАНИИ ВЕЩЕСТВА ИЗ ХРОМОСФЕРНЫХ
ВСПЫШЕК

Э. Р. Мустель

Подсчитано среднее годовое (за одиннадцатилетний цикл) количество вещества, теряемое Солнцем в результате выброса атомов из хромосферных вспышек. Исходными данными для расчетов явились: средняя частота появления ярких хромосферных вспышек на диске; средняя площадь каждой вспышки; большой раствор корпускулярного пучка из вспышек, проявляющийся в том, что геомагнитные возмущения после вспышек наблюдаются и тогда, когда вспышка отстоит от центра диска на 45° . Концентрация корпускул на расстоянии Земли от Солнца взята из геофизических данных [5, 6]. Результаты подсчетов сводятся к тому, что убыль массы у Солнца из-за хромосферных вспышек не больше, чем общая убыль массы вследствие других факторов [1, 2], и примерно на два порядка меньше убыли массы вследствие лучеиспускания.

Исследуется вопрос о возможном механизме выброса корпускул из хромосферных вспышек. Указано, что вряд ли таким механизмом могут быть электромагнитные силы. Вновь рассмотрен механизм выброса атомов водорода из Солнца под действием светового давления в линии L_α . Показано, что возражения против этого механизма, выдвигавшиеся Каном [11], неубедительны. Однако здесь имеется другая трудность. Расчеты показывают, что среднее время существования нейтрального водородного атома над вспышкой очень мало, порядка 50 сек. Через 50 сек. происходит фотоионизация атома и световое давление на него перестает действовать. Выход из этой трудности может заключаться в том, что плотность атомов в рассматриваемом корпускулярном потоке около Солнца очень высока. Поэтому та доля $1 - x_H$ нейтральных атомов водорода, которые присутствуют в потоке, будет увлекать за собой и все остальные атомы (в основном — протоны).

В работах [1, 2], посвященных оценке количества ежегодной потери массы Солнцем, указано, что хромосферные вспышки не могут быть в данном отношении существенным фактором, более существенным чем, как, например, тепловая диссипация атомов из солнечной короны. В настоящей работе даются соответствующие количественные расчеты.

Известно [3], что примерно через сутки после каждой очень яркой хромосферной вспышки (балла 3 или 3^+), если она наблюдалась не очень далеко от центра солнечного диска (не более чем в 45° от центра), начинаются сильные геомагнитные возмущения и притом корпускулярного происхождения. (Интересно, что со вспышками преимущественно ассоциируются возмущения с внезапным началом).

В работах [1, 2] количество вещества, теряемое в единицу времени Солнцем в результате выброса атомов из активных мест солнечной поверхности, оценивалось по формуле

$$-\frac{dM}{dt} = 4\pi R^2 v(R) n(R) \alpha m, \quad (1)$$

где R — среднее расстояние Земли от Солнца, $v(R)$ — скорость движения атомов у Земли, перед тем как они попадают в сферу влияния последней (магнитное поле Земли и торможение солнечных атомов во внешних слоях земной атмосферы), $n(R)$ — концентрация атомов, летящих из активных мест Солнца, причем эта концентрация относится к расстоянию R , m — масса одного атома (в основном речь идет об атомах водорода), α — средняя на поверхности Солнца за одиннадцатилетний цикл относительная площадь активных мест, из которых идет выбрасывание атомов.

Однако по существу усреднение величины α , используемой в формуле (1), предполагает усреднение площади активных мест не только во времени, но и с учетом геоэффективности этих мест. Если не вводить усреднений, то величина α для редких очень сильных возмущений должна быть значительно меньше (на несколько порядков), чем для относительно весьма частых слабых возмущений. Поэтому правую часть (1) нужно было бы писать в виде суммы или интеграла, что и придется делать в дальнейшем, когда более точно определятся параметры, входящие в выражение (1). Пока же мы, имея в виду приближенные оценки, вынуждены пользоваться формулой (1), учитывая надлежащим образом частоту встречаемости возмущений данного рода.

Применяя формулу (1) к вспышкам, необходимо учесть следующее важное обстоятельство. В формуле (1) предполагается, что корпускулярные потоки радиальны, а поэтому величину α можно оценивать просто по относительной площади, занимаемой активными местами на солнечном диске. В большинстве случаев солнечные корпускулярные потоки приблизительно радиальны, что следует из ряда фактов, специально рассмотренных в [4] и, частично, в [2]. Известно, что как раз для хромосферных вспышек эта радиальность нарушается. Мы уже указывали, что хромосферная вспышка может давать корпускулярные возмущения даже тогда, когда она расположена примерно в 45° от центра солнечного диска. Ясно, что это ведет к увеличению эффективной величины α , входящей в (1). Иначе говоря, мы можем написать: $\alpha = \alpha_s \cdot \alpha_\omega$, где α_s — имеет свой обычный смысл, определяясь как средняя за одиннадцатилетний цикл относительная площадь хромосферных вспышек на солнечном диске. Величина же α_ω — множитель, характеризующий отклонение соответствующих потоков от радиальности.

Рассчитаем сначала величину α_s . Геомагнитные возмущения дают, как правило, только очень большие яркие вспышки (3—3+ балла). Согласно существующим статистическим данным мы можем принять

в качестве верхнего предела, что число таких вспышек за цикл N_c не больше пятидесяти.

Поскольку корпускулярные потоки от вспышек расширяются по пути к Земле не только в стороны, но и в радиальных направлениях и поскольку мы будем в расчетах исходить из концентраций корпускул у Земли, надо брать не среднюю продолжительность самой вспышки, а среднюю продолжительность $\bar{t}$ связанного со вспышкой геомагнитного возмущения. Согласно существующим данным (см. [3]), $\bar{t} \approx 20^h$.

Учитывая, что в среднем отношение площади достаточно большой вспышки к площади всего диска составляет по многим оценкам 10^{-3} , мы находим, принимая для оценок вспышку в виде круга, что радиус такого круга, который мы обозначим через b , составляет около 20 000 км.

Замечая, что число секунд в году равно $3,1558 \cdot 10^7$, мы можем написать для α_s следующее выражение:

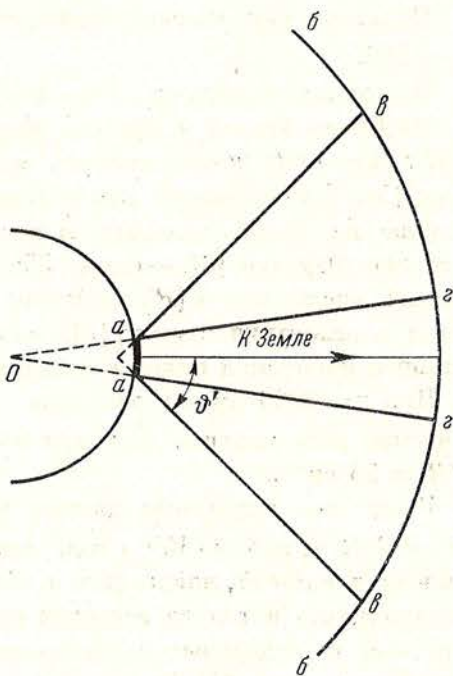
$$\alpha_s = \frac{\pi b^2 N_c \bar{t}}{4\pi R_{\odot}^2 \cdot 11 \cdot 3,1558 \cdot 10^7} \quad (2)$$

Вставляя в выражение (2) указанные числовые значения, находим, что $\alpha_s \approx 4,4 \cdot 10^{-6}$.

Вычислим множитель α_{ω} , характеризующий нерадиальность корпускулярных потоков из вспышек. На фиг. 1 O — центр Солнца, aa — вспышка, bb — сфера, центр которой совпадает с центром Солнца, а радиус R равен расстоянию Земли от Солнца. Направления av ограничивают корпускулярный поток из вспышки, направления ag — те направления, которые ограничивали бы корпускулярный поток из вспышки, если бы он был радиальным. Пусть площадь, вырезаемая направлениями av на сфере bb , будет S , а направлениями ag будет s . Тогда, очевидно: $\alpha_{\omega} = S : s$. Подсчитаем величины S и s .

В связи с тем, что радиус Солнца весьма мал по сравнению с расстоянием R , мы можем начало отсчета телесных углов перенести из вспышки в центр Солнца. Получим

$$S = 4\pi R^2 \frac{\int_0^{\vartheta'} \sin \vartheta d\vartheta}{4\pi} = 2\pi R^2 (1 - \cos \vartheta'), \quad (3)$$



Фиг. 1. К расчетам расширения корпускулярного пучка из вспышек.

причем мы учли, что площадь вспышки пренебрежимо мала по сравнению с площадью S .

С другой стороны, в случае радиальности потоков мы получим

$$s = \pi b^2 \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2. \quad (4)$$

Следовательно,

$$\alpha_w = \frac{S}{s} = 2(1 - \cos \vartheta') \left(\frac{R_{\odot}}{b} \right)^2. \quad (5)$$

Полагая, как сказано выше, $\pi R_{\odot}^2 : \pi b^2 = 10^3$, а $\vartheta' = 45^\circ$, находим: $\alpha_w = 580$.

В результате получим, что $\alpha = \alpha_s \alpha_w = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Чтобы вычислить dM/dt по формуле (1), мы должны знать $v(R)$ и $n(R)$. Для $v(R)$ можно принять величину 2000 км/сек. Согласно Чепмену [5], концентрация водородных атомов на расстоянии Земли от Солнца во время сильных магнитных бурь составляет около 100, согласно Ферраро [6], — около 25; следует иметь в виду, что оба указанных числа для $n(R)$ получены в предположении $v = 1000$ км/сек. Но есть основания считать [3], что величина v для выбрасываемых из вспышек корпускул выше, составляя 2000, а может быть, и 3000 км/сек.

При $v = 2000$ км/сек величина $n(R) = n_H$ должна быть примерно в четыре раза меньше, чем при $v = 1000$ км/сек. Поэтому мы примем $n(R) = 25 \text{ см}^{-3}$.

Вводя все указанные данные в (1) и полагая $m = m_H$, находим, что dM/dt равно $9 \cdot 10^{17}$ г/год, что лишь немногим больше верхнего предела для dM/dt , найденного в [1, 2] и равного $6 \cdot 10^{17}$ г/год. Однако учитывая, что поток из вспышек не сплошной (см. следующий раздел), а состоит из отдельных конденсаций, в которых $n_H \approx 25 \text{ см}^{-3}$, можно утверждать, что dM/dt значительно меньше здесь вычисленного и не превышает $10^{17} - 5 \cdot 10^{17}$ г/год.

2. Рассмотрим вопрос о силах, которые могли бы приводить к выбросу корпускул (в основном — водородных атомов) из хромосферных вспышек. Здесь следует указать на силы электромагнитного происхождения и на световое давление.

Как увидим дальше, вопрос о выборе одной из этих сил очень сложен. Поэтому пока задача должна свестись к обсуждению тех соображений, которые могли бы помочь решению этого вопроса.

Рассмотрим сначала первый механизм.

Единственное соображение, которое можно здесь привести (говорящее скорее против этого механизма), заключается в следующем. Вскоре после максимальной фазы развития хромосферной вспышки из области, смежной с последней, выбрасывается так называемый возвратный протуберанец (surge), без сомнения связанный с самой вспышкой. В этом же последнем случае самый характер явления указывает на исключитель-

ную специфику соответствующего процесса. В частности, световое давление не может играть здесь никакой роли, ибо при движении возвратных протуберанцев иногда наблюдаются ускорения, заметно превышающие гравитационные [7, 8]. Кроме того, и характер возникновения хромосферных вспышек* свидетельствует о том, что, повидимому, здесь мы имеем дело с явлением электромагнитного характера. Вместе с тем в случае возвратных протуберанцев и в случае самих вспышек мы имеем дело с процессами, резко отличными от того процесса, который имеет место при выбрасывании корпускул из вспышек. Во-первых, здесь наблюдается резкий разрыв в скоростях, характеризующих два класса явлений, в частности «геоактивные» корпускулы покидают Солнце навсегда в отличие от возвратных протуберанцев и самих вспышек. Во-вторых, резко различается и сама форма явлений. Возвратные протуберанцы и вспышки наблюдаются непосредственно на лимбе в виде светящихся ярких масс, а потоки быстрых корпускул из вспышки при наблюдениях на лимбе обнаружены пока не были.

Изложенные соображения можно было бы рассматривать как некоторое, хотя и не вполне определенное свидетельство того, что корпускулярные потоки из вспышек создаются не в результате действия электромагнитных механизмов.

Обратимся к световому давлению. Уже давно высказывалось предположение, что выбрасывание атомов из вспышек происходит под действием светового давления в линии L_{α} . Поскольку в спектре вспышек ярка линия H_{α} , это неизбежно должно означать, что очень яркой должна быть линия L_{α} . Кроме того, ультрафиолетовое воздействие вспышек на верхние слои земной атмосферы связывается как раз с резким усилением интенсивности яркой линии L_{α} в области хромосферной вспышки.

Чтобы подтвердить указанную гипотезу количественно, необходимо знать величину N_2 — число атомов водорода во втором состоянии возбуждения над 1 см^2 основания вспышки. Это число было впервые найдено [10] для большой хромосферной вспышки 5 августа 1949 г. Контуры, построенные для линии L_{α} в спектре этой вспышки, дали возможность в той же работе сделать вывод, что и с количественной точки зрения гипотеза о световом давлении в линии L_{α} вполне обоснована. А именно, ширина и абсолютная интенсивность линии L_{α} в спектре вспышки 5 августа 1949 г. оказались столь большими, что водородные атомы могли выбрасываться из вспышки со скоростями, превосходящими 3000 км/сек. Правда, при построении контура пришлось сделать гипотезу о числе атомов N_1 в первом, основном, состоянии. Однако эта гипотеза не является очень существенной. Движение водородного атома от Солнца с большой скоростью, т. е. уже в последней фазе, происходит в поле излучения крыла эмиссионной линии L_{α} . Вместе с тем для крыльев линии влияние самопоглощения (для чего

* Краткое описание и литературу см. в [9].

и приходится вводить N_1) не очень сильное. Вообще, поскольку уже по порядку величины световое давление оказывается достаточным для выбрасывания водородных атомов, самый процесс выброса мог бы в свою очередь использоваться для нахождения верхнего предела для N_1 .

Что же касается вопроса о том, почему телесный угол корпускулярного потока из вспышек соответствует $\vartheta' \approx 45^\circ$, то здесь, повидимому, главную роль мог бы играть следующий фактор. В принципе световое давление на атомы водорода должно действовать во всех направлениях, от $\vartheta = 0$ до $\vartheta = 90^\circ$. Однако для углов $\vartheta > 45^\circ$ становится очень важной роль атомов (как сопротивляющейся среды), содержащихся в, так сказать, «боковых» по отношению к вспышке частях хромосферы и короны. Вообще число $\vartheta' = 45^\circ$ является некоторым статистическим средним, так что приведенные соображения достаточно правдоподобны.

Гипотеза, по которой причиной выброса атомов водорода из вспышек является световое давление в линии L_α , обсуждалась в 1949 г. Каном [11]. Рассматривая процесс выброса атомов водорода, он пришел к выводу, что эта гипотеза порождает трудности и должна быть отвергнута. С этим выводом соглашались многие другие авторы. Однако расчеты Кана содержат весьма произвольную гипотезу о совершенно плавном расширении выброшенного из вспышки облака по некоторому определенному, заданному формулой (1) работы [11] закону. В действительности же геомагнитные возмущения, наблюдающиеся после хромосферных вспышек, обнаруживают, как и вообще большая часть геомагнитных возмущений, крайне прерывистый характер, где отдельные резкие максимумы сменяются более спокойными периодами. Это показывает, что строение потоков, идущих из вспышек, крайне неоднородно. Потоки состоят из отдельных конденсаций, разделенных относительно пустотами, причем, как можно думать, и скорости этих отдельных конденсаций различны. Все это означает, что исходное положение Кана, выраженное им в его формуле (1), не соответствует действительности. Кроме того, нетрудно показать, что как раз учет «клочковатости» потоков снимает главные возражения против рассматриваемой гипотезы.

Значительно более серьезное возражение заключается в следующем. Пусть нейтральный атом водорода ускоряется под действием светового давления со стороны вспышки. Если он, не получив достаточно большой скорости для того, чтобы покинуть Солнце, будет ионизован излучением, процесс поглощения прекратится и атом водорода (протон) начнет уменьшать свою скорость до тех пор, пока не произойдет процесс рекомбинации и снова не начнет действовать световое давление. Однако, учитывая те концентрации свободных электронов, которые следует ожидать в потоке, можно предвидеть, что вероятность рекомбинаций в данном случае очень мала. Поэтому, прежде чем произойдет захват электрона, протон успеет потерять весь тот «запас» ско-

рости, который был им приобретен. Следовательно, основной вопрос заключается в том, каково среднее время жизни водородного атома в нейтральном состоянии в поле солнечного излучения.

Ионосферные наблюдения показывают, что появление хромосферных вспышек не сопровождается заметным усилением интенсивности солнечного излучения в далеком ультрафиолете за пределом серии Лаймана с длинами волн $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$. Поэтому мы можем вначале рассмотреть ионизирующее действие только невозмущенного поля излучения от Солнца. Для числа Z_{1f} фотоионизаций с основного уровня*, совершающихся с одним водородным атомом за 1 сек., мы можем использовать обычную формулу

$$Z_{1f} = \frac{4\pi\omega}{h} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{I_{\nu} k_{\nu} d\nu}{\nu}, \quad (6)$$

где I_{ν} — интенсивность излучения, принимаемая в (6) не зависящей от угла ϑ , k_{ν} — коэффициент фотоэлектрического поглощения с основного уровня, ω — фактор разрежения излучения в данной точке.

По расчетам И. С. Шкловского [12], наиболее мощным за пределом серии Лаймана является монохроматическое излучение солнечной короны в линиях Ne VIII ($\lambda 776 \text{ \AA}$) и Mg X ($\lambda 625 \text{ \AA}$). Поток от хромосферы по этим же расчетам должен быть примерно в десять раз слабее.

Поскольку нас интересует лишь порядок величин, мы можем взять в (6) для обеих линий некоторую среднюю длину волны $\bar{\lambda} \approx 700 \text{ \AA}$ и для этой длины волны подсчитать k_{ν} . Тогда

$$Z_{1f} \approx \frac{4\pi\omega}{h\nu} k_{\nu} \int I_{\nu} d\nu, \quad (7)$$

где $\bar{\nu}$ соответствует $\bar{\lambda}$, а интеграл в правой части (7) даст суммарную интенсивность I от обеих линий. Мы могли бы взять I из тех же расчетов [12]. Однако лучше I взять из непосредственных ионосферных измерений [13]. Обе оценки близки друг к другу. Наибольшее значение для потока ультрафиолетового (за пределом $\lambda = 912 \text{ \AA}$) солнечного излучения на границе Земли равно, согласно [13], $0,6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$. У Солнца соответствующий поток равен $F_{\odot} = 2,8 \cdot 10^4 \text{ эрг./см}^2 \text{ сек}$. Поскольку мы считаем, что I_{ν} не зависит от направления, можно принять $I = F_{\odot}$.

Для ω мы примем значение 0.5. Вводя все это в (7), находим, что $Z_{1f} \approx 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Поэтому среднее время жизни τ_{1f} , равное

$$\tau_{1f} = 1 : Z_{1f}, \quad (8)$$

будет $\tau_{1f} \approx 56 \text{ сек}$. Это значение, конечно, весьма мало. Из элементарной формулы

$$\Delta v = j \Delta t, \quad (9)$$

* Учет фотоионизации с возбужденных уровней увеличит только Z_{1f} .

принимая $\Delta v = 3000$ км/сек и $\Delta t = \tau_{1f} = 56$ сек., находим, что $j \approx 5.2 \cdot 10^5$ см/сек². Вместе с тем из рис. 22 работы [10] следует, что ускорение от светового давления на водородные атомы во вспышке 5 августа 1949 г. превышало по расчетам ускорение силы тяжести $g_{\odot} = 2.74 \cdot 10^4$ см/сек² не более чем в несколько раз.

Более того, в наших расчетах мы занизили Z_{1f} , а следовательно, завысили τ_{1f} . Действительно, непрерывное излучение от вспышки в области $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ может не давать заметных эффектов просто потому, что мала площадь вспышки. Но в области самой вспышки оно может оказаться существенным, чего мы не учли.

Таким образом, мы встретились с весьма серьезной трудностью. Единственно возможный выход из нее может состоять в том, что если в каком-нибудь достаточно плотном облаке некоторая доля $* 1 - x_H$ атомов нейтральна, то эта доля атомов должна увлекать и все остальные. В этом случае в формулу для силы светового давления должна входить множителем величина $1 - x_H$. Может быть, с этим связана уже рассматривавшаяся клочковатость корпускулярных потоков. Из Солнца вылетают лишь такие очень плотные сгустки атомов водорода, для которых общее световое давление на все атомы (включая и протоны, на которые световое давление не действует) превышает силу тяготения.

О том, что в потоке корпускул из вспышек концентрации атомов должны быть очень высокими, говорят следующие элементарные расчеты. При радиальном расширении потока концентрация в нем должна от Солнца до Земли убывать в $(R : R_{\odot})^2 = 46\,000$ раз. Учитывая же множитель z_{ω} , характеризующий нерадиальность, мы искомую концентрацию должны уменьшить еще в 580 раз. Далее, из-за того, что поток при движении от Солнца к Земле растягивается в длину, концентрация должна быть понижена еще в $\bar{t} : \bar{\tau}$ раз, где $\bar{t}$ определено в первом разделе статьи и равно 20^h , а $\bar{\tau}$ — средняя продолжительность яркой вспышки, которую мы можем принять равной 1^h .

Таким образом, если мы по концентрации $n(R)$ у Земли хотим найти концентрацию $n(R_{\odot})$ у Солнца, то величину $n(R)$ надо помножить на произведение $46\,000 \cdot 580 \cdot 20$. Если принять, как и выше, $n(R) = 25 \text{ см}^{-3}$, то $n(R_{\odot}) \approx 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

При таких концентрациях эффект увлечения одних атомов другими должен быть, согласно [14], весьма существенным. Это обосновывает наше предположение, сделанное выше.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 143, 1953.
2. Э. Р. Мустель. Астр. журн. 32, 177, 1955.
3. H. Newton, M. N. 103, 244, 1943.

* Понимаемая статистически, ибо все время совершаются фотоионизации и рекомбинации.

4. М. Н. Гневыхев и А. И. Оль. Астр. журн. 22, 151, 1945.
 5. S. Chapman. Ann. de Geoph. 8, No. 2, 1952.
 6. V. Ferraro. Journ. Geoph. Res. 57, 15, 1952.
 7. M. Ellison. M. N. 109, 3, 1949.
 8. T. Bartlett, B. Witte, W. Roberts. Ap. J. 117, 292, 1953.
 9. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 15, 54, 1955.
 10. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
 11. F. Kahn. M. N. 109, 324, 1949.
 12. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 80, 1949.
 13. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. Гостехиздат. 1953.
 14. W. McCrea, M. N. 95, 509, 1935.
-

ПОМЕХОУСТОЙЧИВАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА*И. Г. Моисеев*

Приводится описание установки для регистрации радиоизлучения Солнца на волне 1.5 м. Для устранения искажения записи помехами был применен метод модуляции принимаемого излучения путем периодического изменения формы диаграммы направленности антенны при помощи электронного фазового переключателя.

Летом 1954 г. в Крымской астрофизической обсерватории была сконструирована установка, предназначенная для регистрации радиоизлучения Солнца одновременно с кинорегистрацией солнечной активности на внезатменном коронографе КГ-1, с целью детального сопоставления поведения радиоизлучения на волне 1.5 м и процессов на Солнце в H_α . Для выделения радиоизлучения Солнца из шумов аппаратуры был применен компенсационный способ [1]. Однако сильные радиопомехи не дали возможности применить такой способ записи. При компенсационном методе собственные шумы аппаратуры компенсируются мостиковой схемой и выходной прибор регистрирует всю мощность, превышающую компенсируемые шумы. Таким образом, вся принятая антенной энергия от исследуемого объекта и от источника помех регистрируется как полезная и поэтому запись исследуемого сигнала искажается помехами.

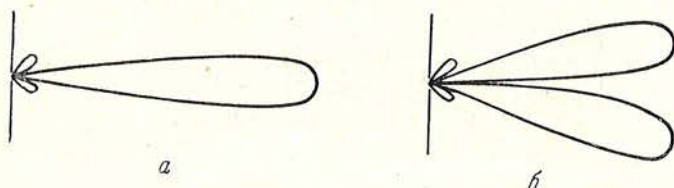
Метод радиометра, предложенный Дайком, также не устраняет мешающего действия помех, поскольку при переключении входа антенны на эквивалент, как это происходит в радиометре Дайка, вместе с полезным сигналом модулируется также мешающий сигнал и помехи входят как составная часть в регистрируемую энергию.

Один из возможных способов борьбы с помехами, действующими на антенну установки, заключается в осуществлении такого метода модуляции полезного сигнала, при котором энергия, принимаемая от источников помех, не модулируется.

Практически достаточно хорошие результаты можно получить, осуществив модуляцию путем периодического изменения формы диаграммы направленности антенны.

В описываемой установке антенна представляет собой плоскую многовибраторную систему. Она разделена электрически на две половины — левую и правую. Изменение формы диаграммы направленности антенны производится путем соединения этих половин либо в фазе либо в противофазе. В первом случае диаграмма направленности в горизонтальной плоскости имеет вид, показанный на фиг. 1, *а*, во втором случае вид, изображенный на фиг. 1, *б*.

Как видно из рисунка, при перемене фазы соединения половин антенны в главном направлении получается или максимум, или минимум. Таким образом, направив антенну на исследуемый источник радиоизлучения, можно модулировать принимаемую от него энергию.



Фиг. 1. Форма диаграммы направленности антенны:
а — при соединении половин антенны в фазе, *б* — при соединении половин антенны в противофазе.

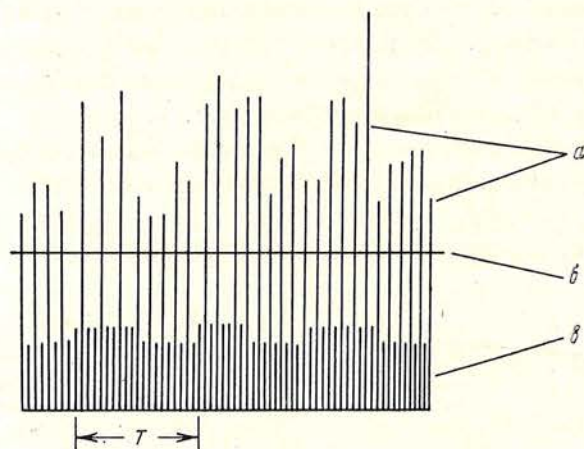
В большинстве случаев источники помех лежат вне диаграммы направленности антенны и при изменении ее формы помехи почти не модулируются, хотя создаваемое ими напряжение на входе приемника может значительно превосходить полезный сигнал. Узкополосный усилитель, настроенный на частоту модуляции, усиливает только модулированный полезный сигнал и отфильтровывает немодулированные сигналы помех.

Небольшая часть источников помех может оказаться вместе с полезным сигналом в диаграмме направленности антенны. Эти помехи будут модулироваться, но после второго детектора импульсы помех ограничиваются диодным ограничителем, как показано на фиг. 2. Таким образом, их модуляция делается незначительной и выходным прибором они также не регистрируются.

Блок-схема установки показана на фиг. 3. Антенна установки, как указано выше, представляет собой плоскую многовибраторную систему с полуволновыми диполями. Зеркало выполнено в виде параллельных проводников, расположенных на определенном расстоянии друг от друга.

Антенна разделена электрически на две половины. Каждая половина состоит из восьми полуволновых диполей, расположенных в четыре этажа, по два в каждом этаже. Правая половина непосредственно соединена с фидером, идущим ко входу приемника, а левая — через фазовый переключатель, который периодически меняет на половину волны длину фидера, соединяющего левую половину антенны с правой и с фидером, идущим ко входу приемника.

При соединении половин антенны в фазе ширина диаграммы направленности антенны по половинной мощности в горизонтальной плоскости равна 11° , а в вертикальной 22° . Антенна укреплена на экваториаль-

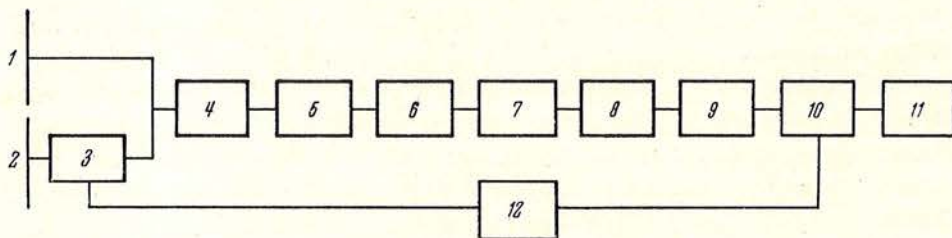


Фиг. 2. Осциллограмма напряжения на выходе второго детектора:

а — помехи; *б* — порог ограничения; *в* — полезный сигнал, сложенный с шумами аппаратуры, *T* — период модуляции.

ной установке и при помощи электрического часового механизма и сельсинной связи может следить за движением Солнца.

Фазовый переключатель (фиг. 4) представляет собой два отрезка трубы с концентрически вставленными в них внутренними стержнями.



Фиг. 3. Блок-схема установки:

1 — правая половина антенны; 2 — левая половина антенны; 3 — фазовый переключатель; 4 — усилитель высокой частоты; 5 — I детектор; 6 — усилитель промежуточной частоты; 7 — II детектор; 8 — ограничитель; 9 — узкополосный усилитель низкой частоты; 10 — фазочувствительный детектор; 11 — самописец; 12 — генератор прямоугольных импульсов.

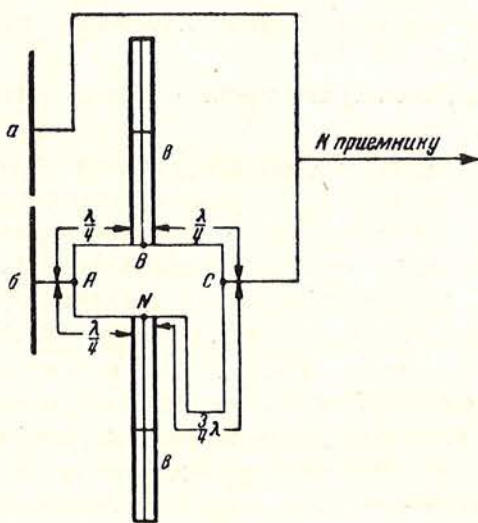
К верхнему концу одной трубы прикреплены два отрезка кабеля, длиной каждый $\frac{\lambda}{4}$, к другой — отрезки, длиной $\frac{\lambda}{4}$ и $\frac{3}{4}\lambda$, при помощи которых фазовый коммутатор включен в общую схему, как показано на фиг. 4.

Внутренние жилы этих отрезков кабеля присоединены к внутренним стержням труб, а оболочки — к трубам. Внутри каждой трубы, на

расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от верхнего конца, имеется металлическая шпилька, проходящая через внутренний стержень трубы и упирающаяся концами в трубу, представляя таким образом небольшую индуктивность. Между этой индуктивностью и нижним концом трубы расстояние немного меньше, чем четверть волны. В нижние части труб вставлены диоды 6ДЗД, производящие попеременно замыкания нижних концов труб через свое внутреннее сопротивление.

Индуктивности стержней и междуэлектродные емкости диодов образуют резонансные контуры, настроенные на рабочую частоту установки.

Переключение фазы осуществляется путем поочередной подачи положительных импульсов на аноды этих диодов. При резонансе (на диоде нет напряжения) сопротивление контура очень велико, а сопротивление у верхнего конца трубы будет почти равно нулю, т. е. в точке *B* (фиг. 4) кабель будет замкнут. В точке *A* четвертьволновой отрезок кабеля *AB* будет иметь бесконечно большое входное сопротивление и энергия пойдет по кабелю *ANC*, где вход трубы (точка *N*) в это время имеет бесконечно большое сопротивление, так как на ее диод в этот момент подан импульс положительного напряжения и резонанс контура нарушен.



Фиг. 4. Фазовый переключатель:
а — правая половина антенны; б — левая половина антенны; в — трубы.

В следующий момент положительный импульс напряжения подается на диод первой трубы, а с диода второй напряжение снимается, т. е. нарушается резонанс контура первой трубы, а контур второй трубы оказывается настроенным в резонанс. Энергия будет свободно проходить от левой половины антенны по кабелю *ABC* и не будет проходить по кабелю *ANC*. Кабель *ABC* короче кабеля *ANC* на полволны и в результате такого переключения фаза соединения половин антенны меняется на 180° .

Прямоугольные импульсы напряжения, отпирающие попеременно диоды, получаются из синусоидального напряжения от генератора, работающего на принципе сдвига фазы напряжения, поступающего с анода на сетку, на 180° при помощи *RC* обратной связи. Частота генерируемого напряжения может изменяться переменным сопротивлением в цепи обратной связи, так что частоту модуляции можно легко изменять в широких пределах. Антенна соединена со входом приемника 30-метровым коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением около 50 ом.

Приемник имеет два каскада усиления высокой частоты, собранных на маячковых триодах по схеме с заземленной сеткой. Колебательные контуры обоих каскадов выполнены из коаксиальных линий, внутри которых помещены указанные лампы.

Гетеродин собран на триоде 6С1П по схеме Колпитца.

В смесителе применен двойной триод 6Н15П, работающий по двухтактной схеме.

Усилитель промежуточной частоты имеет четыре каскада на лампах 6Ж4, настроен на частоту 36 мГц и имеет полосу пропускания 2.5 мГц. Усиление приемника регулируется изменением напряжения на экранных сетках ламп трех каскадов усилителя промежуточной частоты.

Детекторный каскад работает на лампе 6Ж8 с нагрузкой в цепи катода.

Шумовой фактор приемника около 8.

После второго детектора сигнал через ступенчатый делитель напряжения поступает на диодный ограничитель (фиг. 5) и далее на узкополосный усилитель низкой частоты.

Безиндукционный узкополосный усилитель низкой частоты состоит из двух каскадов на лампах 6Ж4, собранных по схеме с двойным Т-образным *RC*-мостом. Усилитель настроен на частоту модуляции, равную 170 гц, и имеет полосу пропускания 8 гц.

Усилитель низкой частоты при помощи катодного повторителя на лампе 6П9 связан с фазовым детектором, собранным на диоде 6Х6 по схеме фиг. 5:

Опорное напряжение на фазовый детектор подается в виде прямоугольных импульсов, совпадающих по времени с импульсами, подаваемыми на один из диодов фазового переключателя. Выходное напряжение примененного фазового детектора не зависит от колебаний опорного напряжения.

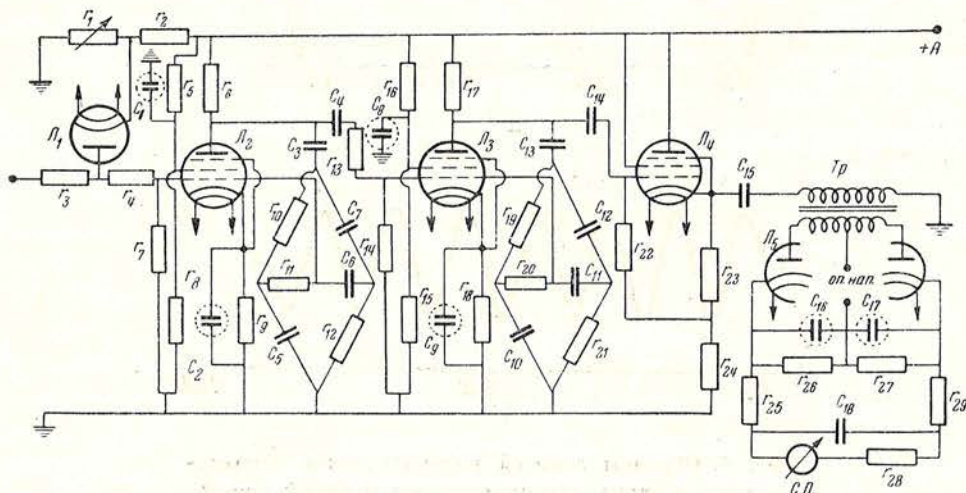
Запись исследуемого сигнала производится самописцем на бумажной ленте, скорость движения которой можно регулировать. Перо самописца отклоняется на всю шкалу в 120 мм от тока в 7.5 ма. Постоянная времени выхода 0.5 сек.

Калибровка интенсивности радиоизлучения производится при помощи диодного шумового генератора, который питается прямоугольными импульсами напряжения с частотой модуляции.

Питание установок осуществляется от промышленной сети переменного тока через феррорезонансный стабилизатор. Аноды ламп питаются при помощи выпрямителя, имеющего электронную стабилизацию. Нити накала ламп питаются от выпрямителя с буферным аккумулятором.

На установке также можно вести записи радиоизлучения интерференционным способом с двумя разнесенными антеннами для определения областей Солнца, вызывающих спорадическое радиоизлучение.

Хорошую помехоустойчивость показал радиометрический интерферометр, осуществленный по принципу, предложенному Райлом [2]. В этом интерферометре модуляция принимаемого потока энергии производится путем периодического введения полуволновой разности хода в одно из плеч фидера, соединяющего антенны. В результате, многолепестковая диаграмма направленности периодически смещается в пространстве так, что в направлении максимумов оказываются минимумы и наоборот. Полуволновая разность хода вводится в плечо фидера при помощи описанного выше фазового переключателя. Фазовый переключатель



Фиг. 5: Схема низкочастотной части приемника:

$r_1 - 0 - 1.5 \text{ ком}$	$r_{7, 14, 22} - 1.2 \text{ мгом}$
$r_2 - 100 \text{ »}$	$r_{8, 15} - 15 \text{ ком}$
$r_{3, 4} - 200 \text{ »}$	$r_{9, 18} - 400 \text{ ом}$
$r_{5, 16} - 14 \text{ »}$	$r_{10, 11, 19, 20} - 130 \text{ ком}$
$r_{6, 17} - 30 \text{ »}$	$r_{12, 21} - 65 \text{ »}$
$r_{23} - 250 \text{ ом}$	$r_{13} - 120 \text{ »}$
$r_{24} - 2 \text{ ком}$	$C_{1, 8, 16, 17} - 10 \text{ мкф}$
$r_{25, 29} - 1.5 \text{ »}$	$C_{2, 9} - 30 \text{ »}$
$r_{26, 27} - 13 \text{ »}$	$C_{3, 4, 13, 14} - 0.1 \text{ »}$
$r_{28} - 3 \text{ »}$	$C_{5, 10} - 14 \text{ 400 мкмкф}$
$Л_1 - 6Д4Ж$	$C_{6, 7, 11, 12} - 7200 \text{ »}$
$Л_2, 3 - 6Ж4$	$C_{15} - 1 \text{ мкф}$
$Л_4 - 6П9$	$C_{18} - 200 \text{ »}$
$Л_5 - 6Х6$	

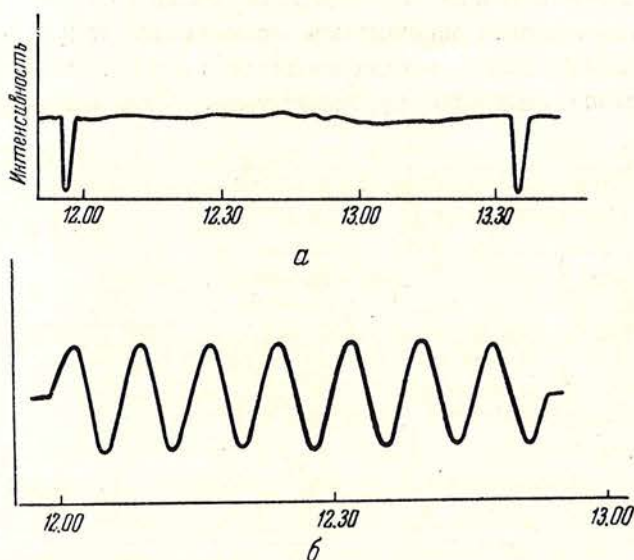
включен не у точки соединения фидеров от обеих антенн, а непосредственно у одной из антенн, что имеет значение для уменьшения шумов при переключении фазы.

Одна из антенн интерферометра укреплена на подвижной платформе, поэтому базу интерферометра можно менять.

Переход от записи с одной антенной к интерференционной заключается лишь в пересоединении фазового переключателя из плеча фидера, соединяющего половины антенн, в плечо фидера, соединяю-

щего обе антенны, и в подключении ко входу приемника второй антенны параллельно первой.

Образцы записей радиоизлучения спокойного Солнца, полученные на описанной установке при наличии интенсивных помех, приведены на фиг. 6.



Фиг. 6. Образцы записей радиоизлучения невозмущенного Солнца при наличии интенсивных помех:

а — запись с одной антенной 19 февраля 1955 г.; б — запись интерференционным методом 15 февраля 1955 г.

Приношу благодарность П. О. Чечiku за полезные советы при обсуждении методов борьбы с помехами.

Литература

1. В. В. Виткевич. Астр. журн. 29, 14, 1952.
2. Проблемы современной физики. Вып. II, «Радиоастрономия», стр. 12—25, 1953.

О СОПОСТАВЛЕНИИ ОТДЕЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ $\lambda = 1.5$ м С ОПТИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

Сопоставление отдельных «событий» в спорадическом радиоизлучении Солнца на волне $\lambda = 1.5$ м и оптических явлений, наблюдаемых в линии H_{α} , указывает на связь всплесков радиоизлучения с быстрыми изменениями и движениями во вспышках и волокнах.

Оптические наблюдения состояли в кинорегистрации солнечной активности в лучах линии H_{α} согласно программе ежедневных наблюдений (с восхода и до захода Солнца) на внеатмосферном коронографе КГ-1 с узкополосным H_{α} -фильтром (ширина полосы $0.5 \text{ \AA}$) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в Партизанском (описан в [5]; наблюдения велись главным образом Е. Ф. Шапошниковой).

В 1953 г. наблюдения интенсивности радиоизлучения на волне 1.5 м велись при помощи плоской 64-вibratorной антенны с полуволновыми диполями и приемного устройства в Крымской экспедиции Физического института АН СССР*.

В 1954 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР была создана аналогичная установка, но с модуляцией диаграммы направленности для устранения сильных радиопомех. В этой установке предусмотрены также интерференционные измерения (описание см. в работе И. Г. Моисеева, стр. 104).

К сожалению, совместных часов наблюдений в 1953 г. оказалось немного (около 65 за дни с «бурным» радиоизлучением), что связано с нерегулярной работой установки для приема радиоизлучения Солнца, а также перерывами в оптических наблюдениях из-за облачности. Несколько большее время охвачено совместными наблюдениями в 1954 г. и в начале 1955 г.

В появившихся до сих пор работах (например, [1, 2]) внимание направлено на статистическое сопоставление большого числа отдель-

* Мы обязаны В. В. Виткевичу предоставлением в наше распоряжение схематических диаграмм, характеризующих поведение и интенсивность радиоизлучения Солнца за отдельные дни с бурным радиоизлучением.

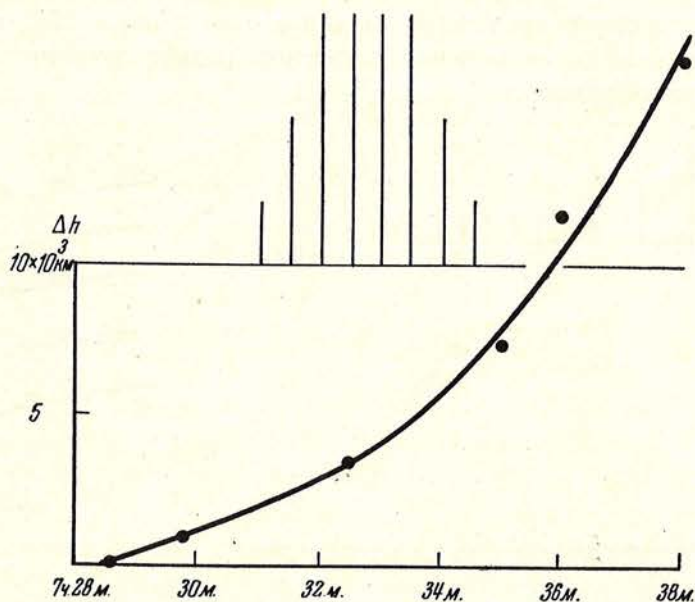
ных всплесков радиоизлучения со вспышками на Солнце; предложена классификация всплесков и изучается их связь со вспышками. Поскольку, однако, физический механизм спорадического радиоизлучения еще неясен и достоверно не известны оптические процессы, связанные со спорадическим радиоизлучением (или ответственные за его возникновение), не следует ограничивать себя при подобных сопоставлениях именно вспышками или другим каким-либо одним оптическим явлением. Напротив, представляет интерес детально сопоставить, одно за другим, отдельные «события» в спорадическом излучении со всеми теми явлениями, которые достойны быть отмеченными при наблюдениях Солнца в лучах H_{α} хотя бы за ограниченный промежуток времени, не прибегая к статистическим осреднениям. Хотя представленный ниже опыт такого сопоставления еще далеко не полон, все же он позволяет сделать некоторые заслуживающие внимания выводы, пока скорее качественного характера.

Рассмотрим некоторые конкретные сопоставления, представляющие интерес. 6 июля 1953 г. зарегистрирован повышенный по сравнению со спокойным Солнцем непрерывный уровень шумов, над которым время от времени (через интервал 5—10 мин.) возникали группы всплесков довольно большой амплитуды. Очень интересно, что в этот день на диске Солнца не наблюдалось никаких образований (включая и солнечные пятна), кроме кальциевого флоккула и высокого протуберанца, находившегося почти целиком в области короны. Около 7 ч. 30 м. у верхней части протуберанца начало образовываться новое, очень слабое облако, которое затем стало подниматься и в 8 час. исчезло совсем. На фиг. 1 показано возрастание высоты этого облака в зависимости от времени. Мы видим, что облако двигалось ускоренно: его скорость возросла от ~ 20 до ~ 50 км/сек. Движение облака было типичным движением эруптивного протуберанца, когда отмечается (см., например, работу Додсон [3]) возникновение радиоизлучения на волнах метрового диапазона. Очень вероятно, что группы всплесков радиоизлучения (его регистрация началась в 8 час., типичный пример дан на фиг. 1) связаны с движением этого облака и со следующим развитием протуберанца уже в корональной области, где его свечение было слишком слабым для кинорегистрации при нормальных экспозициях.

7 и 8 июля наблюдались отдельные, небольшой амплитуды, часто следующие друг за другом всплески на фоне повышенной интенсивности. Хотя из-за облачности непрерывная кинорегистрация не велась, но по зарисовкам Солнца, сделанным в прорыве между облаками, можно было установить на краю Солнца наличие нескольких очень мелких и невысоких протуберанцев (по своему типу близких к протуберанцам солнечных пятен, или «электромагнитным» с интенсивными движениями, не простирающимися в высокие слои короны). Возможно, что радио-всплески небольшой амплитуды были связаны именно с такими движениями. Если вообще всплески радиоизлучения связаны с движениями, (а для этого заключения, как мы увидим позже, имеются некоторые

основания), то движения в области хромосферы (где излучаются в основном дециметровые волны) будут вызывать всплески меньшей амплитуды на волнах метрового диапазона, нежели движения в области короны (где излучаются волны метрового диапазона).

9 июля 1953 г., так же как и в предыдущие три дня, наблюдался повышенный непрерывный уровень шумов с отдельными всплесками,

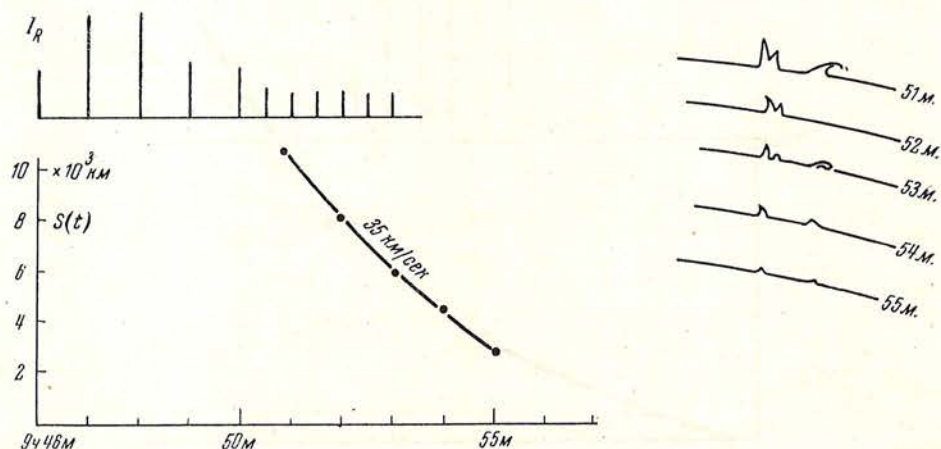


Фиг. 1. Типичный всплеск, сопровождающий эруптивный протуберанец 6 июля 1953 г.

поочередной большой и малой амплитуды. Оптическая кинорегистрация показала наличие на краю диска «электромагнитных» протуберанцев с очень быстрыми движениями, в том числе и кратковременных возвратных выбросов. Группы всплесков большой амплитуды длились около 10—15 мин. Аналогичные промежутки разделяли последовательные выбросы и движения струй электромагнитного протуберанца. Например, всплеск радиоизлучения (наибольшей за этот день амплитуды) около 8 ч. 30 м., совпал по времени с наибольшей высотой выброса в корону электромагнитного протуберанца. (Измерения движения этого протуберанца были невозможны, так как регистрация последовательности его развития была нарушена перерывами из-за облаков). Во время всплесков 9 ч. 20 м.—10 ч. 5 м. наблюдался подъем (не зарегистрированный на фильме из-за облачности) и затем спуск возвратного выброса. На фиг. 2 приведена зависимость высоты выброса от времени при спуске этого возвратного выброса. Мы видим, что при спуске выброса одновременно падает амплитуда всплесков. Аналогичный спуск в хромосферу возвратного выброса наблюдался около 11 ч. 30 м. (начало) до 11 ч. 40 м. К сожалению, наблюдения

радиоизлучения начались после перерыва только в 11 ч. 45 м., но они показали группу всплесков затухающей амплитуды (к моменту 12 ч. 5 м. радиовсплески исчезли). Следует отметить, что интервалы чередования всплесков (от 10 до 40 мин.) типичны для чередования выбросов или струй в электромагнитных протуберанцах или для чередования возвратных выбросов.

Таким образом, сопоставление наблюдений радиоизлучения на волне 1.5 м с оптическими процессами за дни с 6 по 9 июля 1953 г. указывает на соответствие отдельных всплесков радиоизлучения с движениями в протуберанцах.

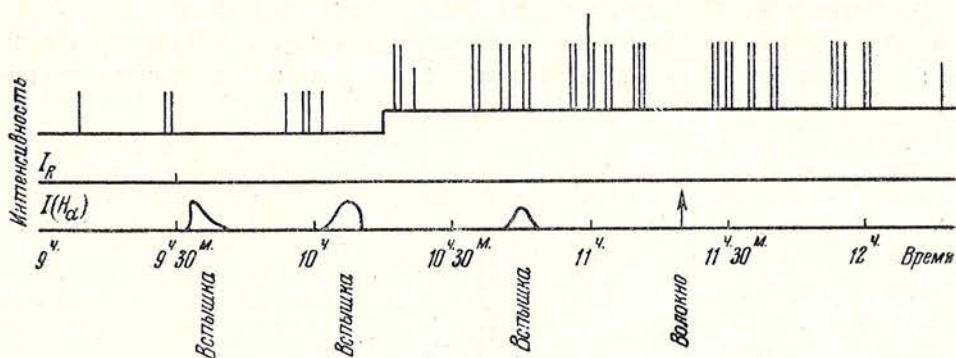


Фиг. 2. Всплески, сопутствующие падению возвратного выброса 9 июля 1953 г.

Что касается кальциевого флоккула, проходившего по диску Солнца с 5 по 17 июля, то он, повидимому, не вызывал отдельных всплесков. Ковингтон и др. [4] выяснили, что флоккулы вызывают некоторое повышение радиояркости на диске Солнца на дециметровых волнах. Флоккулы залегают в нижних слоях хромосферы, сильно поглощающей метровые радиоволны.

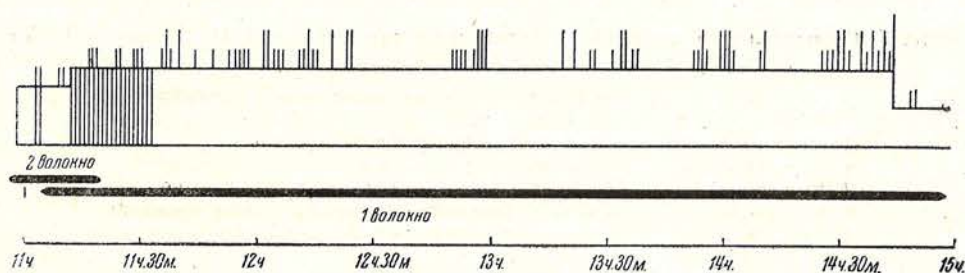
Большее «событий» произошло 12 августа 1953 г., когда возле группы пятен, поочередно в разных местах, появлялись вспышки. Сопоставление «событий» приведено на фиг. 3. Вспышке, начавшейся в 10 ч. 33 м., предшествуют два отдельных всплеска в 10 ч. 28—29 м. Вспышке в 10 ч. 1 м. предшествует группа отдельных всплесков в 9 ч. 55 м.—10 ч. 1 м. Вспышке в 10 ч. 42 м. предшествует (а затем и сопровождает) группа всплесков в 10 ч. 36—45 м. В 11 ч. 20 м. возникает интенсивно развивающееся волокно, исчезающее в 11 ч. 32 м., за которым следует группа всплесков. В 11 ч. 40 м. оптические наблюдения прекратились. Сопоставление событий не показывает полного синхронизма в появлении групп всплесков и вспышек: всплески несколько предшествуют началу вспышек. Этот факт также недавно установлен на большом статистическом материале в работе Додсон и др. [1].

10 сентября 1953 г. наблюдались три группы пятен возле центрального меридиана и два протуберанца типа активных на западном и восточном краю. Оптические наблюдения велись с 8 ч. до 18 ч. 10 м.; к сожалению, радионаблюдения начались слишком поздно — 11 ч. 0 м. Отмечена вспышка, охватывавшая две группы пятен в виде отдельных



Фиг. 3. Сопоставление «событий» в радиоизлучении (вверху) и в лучах H_α (внизу) 12 августа 1953 г.

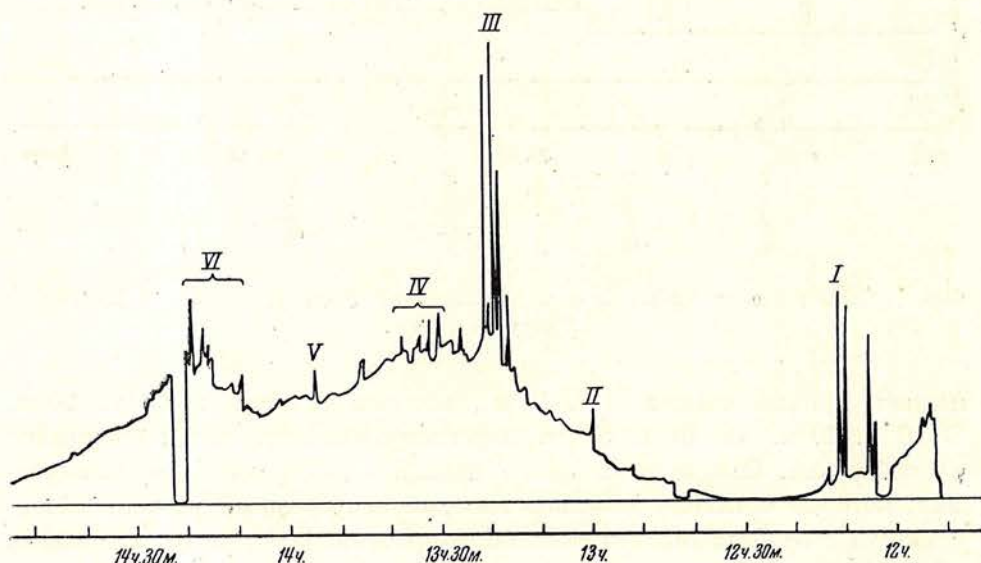
мелких ярких точек в 8 ч. 40 м., которая погасла в 10 ч. 20 м. С 10 ч. 40 м. до 10 ч. 52 м. зарегистрирован распад эруптивного протуберанца. Вскоре после этого начались наблюдения радиоизлучения, которые показали довольно высокий непрерывный уровень интенсивности с отдельными небольшими выбросами. С 11 ч. 13 м. уровень



Фиг. 4. Сопоставление радиоизлучения (вверху) и развития волокон (внизу) 10 сентября 1953 г.

непрерывного радиоизлучения повысился и в 14 ч. 45 м. упал почти в два раза. Интересно, что с 11 ч. 6 м. появилось интенсивное волокно возле большого пятна группы, направленное в сторону пятна. Около 15 ч. оно полностью исчезло и часть его всосалась в пятно. Время жизни этого волокна практически совпадает со временем повышенного радиоизлучения. Отметим также, что период с 11 ч. 0 м. до 11 ч. 35 м., характеризующийся сплошными всплесками от нулевого уровня, соответствует времени развития другого интенсивного волокна, возникшего в 10 ч. 58 м. и исчезнувшего в 11 ч. 25 м. (фиг. 5).

Более полные данные получаются из сопоставления кинорегистрации явлений в H_{α} и регистраций радиоизлучения Солнца на установке Крымской астрофизической обсерватории в дни «бурного» радиоизлучения. Наиболее «бурными» были дни с 4 по 13 января 1955 г., когда по диску Солнца проходила большая группа пятен, главное из которых имело магнитное поле около 3000 гаусс (по нашим измерениям Зееман-эффекта на башенном солнечном телескопе). Плохая погода в это время года не позволила вести полноценные оптические наблю-



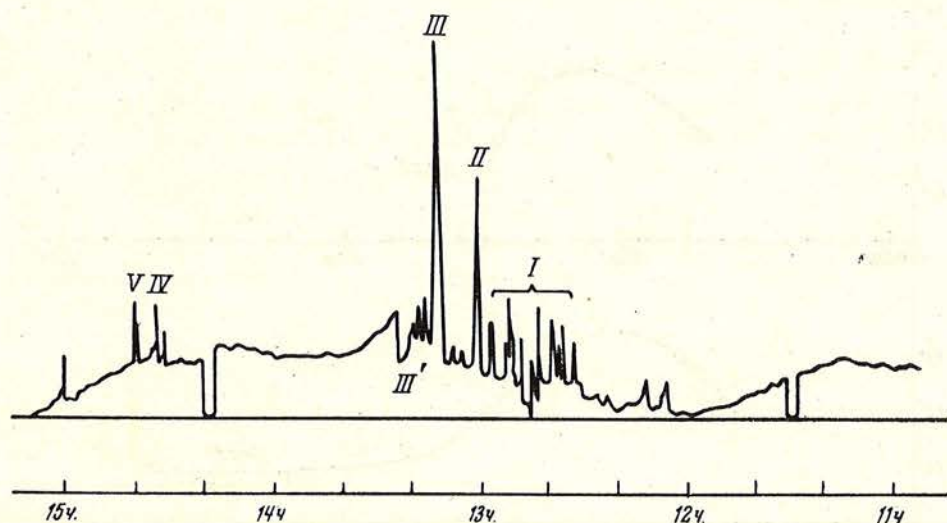
Фиг. 5. Сопоставление «событий» в радиоизлучении и в лучах H_{α} 5 января 1955 г.

«Событие» в R	«Событие» в H_{α}
I 12 ч. 10 м.	Наблюдался конец вспышки; начало приблизительно в 12 ч. 15 м.
II 13 ч. 0 м.	~ 13 ч. 0 м. Падение волокна в пятно
III 13 ч. 18 м.	Начало вспышки 13 ч. 15 м.
IV 13 ч. 30—37 м.	Образование трех волокон; одно падает в пятно
V 13 ч. 53 м.	13 ч. 53 м. Возгорание флоккул а (слабая вспышка)
VI 14 ч. 18—23 м.	Быстрый рост волокна; его падение в пятно в 14 ч. 17 м.

дения, но для отдельных дней была получена достаточная информация (кинорегистрация активной области возле этой группы). Примеры этих сопоставлений приведены на фиг. 5 и 6. Мы видим, что почти каждому «событию» (всплеску или группе всплесков) в радиоизлучении на волне 1.5 м соответствует некоторое отличительное «событие», наблюдаемое в H_{α} : это или вспышка, или быстрое движение, или изменение волокна. Трудно сказать, насколько справедливо обратное, однако просмотр кинофильмов в H_{α} за время, не отмеченное сколько-нибудь отличительными явлениями в радиоизлучении, также не показывает сколько-нибудь заметных явлений в области наблюдавшейся большой группы пятен.

На фиг. 7 приведено детальное сопоставление вспышки (2 балла) 11 января 1955 г. и всплеска радиоизлучения (для верхних двух

кривых интенсивность вспышки дана в единицах окружающего ее фона, для нижней — интенсивность радиоизлучения дана в единицах непрерывного фона радиоизлучения). Хотя в самый момент максимума вспышки Солнце было закрыто облаком, соответствие по времени максимума яркости вспышки и максимума радиоизлучения не подлежит сомнению. Следует отметить, что конец вспышки для узла I запаздывает по сравнению с наступившим минимумом радиоизлучения на 2 мин. или более, а для узла II — на 4 мин. Но начало вспышки



Фиг. 6. Сопоставление событий в радиоизлучении и в лучах H_{α} 11 января 1955 г.

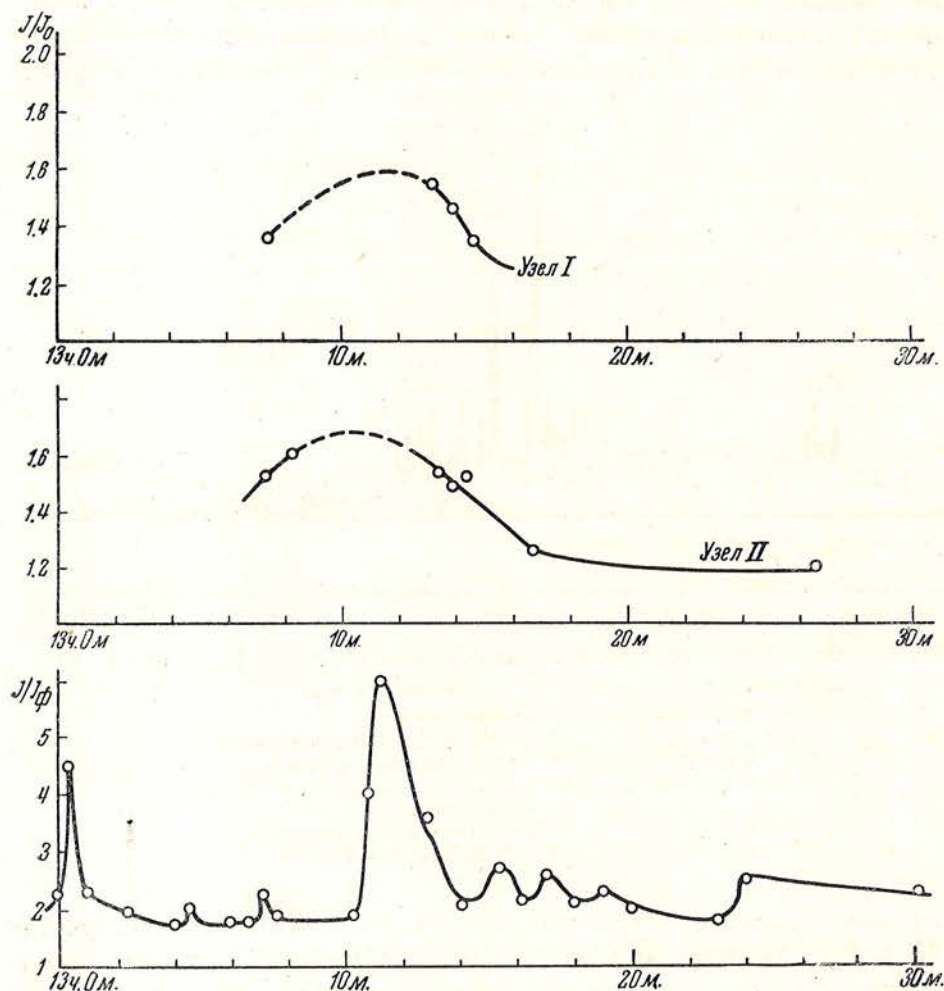
«Событие» в R	«Событие» в H_{α}
I 12 ч. 30—50 м.	Наблюдений не было
II 13 ч. 1 м.	13 ч. 6 м. Начало сильной вспышки
III 13 ч. 12 м.	13 ч. 11 м. Максимум вспышки
III' 14 ч. 31—34 м.	14 ч. 37—39 м. Возгорание, затем погасание вспышки
IV 14 ч. 40 м.	~ 14 ч. 40 м. Падение волокна в пятно
V 13 ч. 26 м	13 ч. 26 м. Вспышка погасла

опередело всплеск, вероятно, на 6 мин. Пик радиоизлучения в 13 ч. 0 м. является «предвестником» вспышки и, вероятно, начало вспышки, которое фиксируется неуверенно, запаздывает на 1—2 мин. по сравнению с этим всплеском.

Приведенные выше сопоставления, далеко не полные и малочисленные, нам понадобились лишь для иллюстрации того факта, что «события» в радиоизлучении связаны не только со вспышками, но и, вероятно, с быстрыми движениями волокон-протуберанцев в магнитном поле группы или другими быстрыми процессами в активной области.

Этот вывод подтверждается работой [1], из которой следует, что около 80% вспышек сопровождаются всплесками на длине 1.5 м и что пропорция вспышек, сопровождающихся всплесками, не возрастает с увеличением балла мощности вспышки: некоторые очень яркие

вспышки балла 3 не сопровождалась всплеском. Напротив, около 50% очень сильных всплесков наблюдается во время вспышек балла 1. Для дециметровых волн картина несколько иная как в отношении фаз возникновения обоих явлений, так и зависимости выхода радиоизлучения от важности вспышки [2]. Повидимому, отсутствие соответ-



Фиг. 7. Изменение интенсивности вспышки в лучах H_α (верхние кривые) и интенсивности радиоизлучения (нижняя кривая) 11 января 1955 г.

ствия для метровых и сантиметровых волн связано с различием высот, на которых генерируются эти волны.

Мы видим, что прямой связи между интенсивностью оптического излучения вспышки и метрового радиоизлучения, ее сопровождающего, не наблюдается; более того, это обстоятельство свидетельствует о том, что для возникновения радиоизлучения на волне 1.5 м существенна не яркость вспышки (т. е. не процессы, ведущие к возбуждению усиленного оптического свечения), а какие-то другие свойства явления

вспышки. Недавно было показано [5], что вспышки, безотносительно к их мощности, делятся на две группы: на вспышки с движением (выбросы струй, узлов) или расширением (преимущественно одностронним), с отчетливо выраженным, особенно в предмаксимальной фазе, синхронизмом в ходе яркости и площади, занятой вспышкой, и на «статические» вспышки, у которых не наблюдается движений или расширений (область вспышки сохраняется приблизительно неизменной). Последних вспышек сравнительно немного. Кажется естественным заподозрить связь радиоизлучения только с более многочисленными вспышками первого типа. Более того, отмеченное выше возникновение всплесков при быстрых движениях волокон (протуберанцев) в корональной области в зоне пятна (особенно при всасывании волокна в пятно) позволяет высказать общее предположение, что радиоизлучение метровых волн связано не с каким-то одним оптическим явлением, а с процессом быстрых движений и расширений (или конденсаций) плазмы в магнитных полях на Солнце. Оптические проявления этого процесса могут иметь место не только во вспышках и протуберанцах в зоне пятна; это — также корпускулярные потоки, быстрые изменения корональных образований в зоне пятна и др. И. С. Шкловский [6] впервые обратил внимание на механизм плазменных колебаний, возбуждаемых, например, корпускулярными потоками*. Мы хотели бы обратить внимание на другую возможность, связанную с магнитогидродинамическими явлениями у поверхности Солнца. Микроскопически всякое быстрое движение солнечной плазмы в магнитном поле пятна или локальном поле H , гравитационном поле g при наличии градиента давления связано с возникновением индуцированного электромагнитного поля. Характер такого переменного электромагнитного поля в простейшем, линейном случае исследован нами в [7] и может быть описан в виде волн. Если магнитное поле в корональной области над пятном принять равным ~ 10 гаусс, плотность ρ — порядка плотности хромосферы (10^{-14}), то скорость этих волн будет ~ 1000 км/сек $\left(\frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \right)$. Если собственные частоты колебаний плазмы (см. [7])

$$\omega^2 = \left(\frac{c_0}{l} \right)^2 \left(1 - \frac{gl}{c_0^2} \right) < 0$$

и характерный размер $l > \frac{c_0^2}{g} \approx 10^8 - 10^9$ см, то собственные магнитно-гидродинамические колебания плазмы неустойчивы. Неустойчивость при таких размерах означает отклонение от равновесия в поле g и H и прогрессивный рост конденсации и индуцированного электромагнитного поля. Образования, размером меньше 1000 км, могут совершать

* До сих пор, однако, остается неясным вопрос о возможности выхода радиоизлучения при таком процессе.

магнитногидродинамические колебания с основной частотой $\omega \approx \frac{h}{l}$, порядка нескольких герц (не более). С такими колебаниями, конечно, не связано возникновение радиоизлучения. Но при неустойчивости состояние плазмы сильно отклоняется от равновесного, конденсация начинает двигаться, индуцированное поле как бы фокусируется в малой части плазмы и частоты собственных колебаний будут существенно другими. Это подлежит исследованию, основная трудность которого связана с формулировкой граничных и начальных условий. Движущиеся конденсации, размером $\sim 10^4$ км, будут, вероятно, колебаться с частотой $\sim 10^4$ — 10^5 гц. Есть некоторые основания подозревать наличие конденсаций такого размера в протуберанцах (ср. работу Г. С. Иванова-Холодного, стр. 69). Однако этот вопрос требует еще очень серьезных дальнейших исследований, в первую очередь исследований спектрального состава радиоизлучения.

Литература

1. H. Dodson, E. Hedeman, L. Owren. *Ap. J.* 118, 169, 1953.
 2. H. Dodson, E. Hedeman, A. Covington. *Ap. J.* 119, 541, 1954.
 3. H. Dodson, R. Donselman. *Ap. J.* 113, 519, 1951.
 4. A. Covington, N. Broten. *Ap. J.* 119, 1954.
 5. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 12, 3, 1954.
 6. И. С. Шкловский. *Астр. журн.* 23, 333, 1946.
 7. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 11, 129, 1954.
-

ИЗОТРОПНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ
В СПОКОЙНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ*Э. Е. Дубов*

По флюктуациям яркости исследована турбулентность в спокойных протуберанцах. Подтверждается наличие в последних изотропной турбулентности с диссипацией энергии порядка $5 \cdot 10^8$ эрг/град сек. Диссипация происходит, повидимому, в основном за счет джоулевых потерь в магнитногидродинамических волнах, а не за счет вязкости.

Исследование движений и динамики протуберанцев имеет несомненную важность для разрешения всей проблемы в целом. Наиболее доступными в этом отношении являются, вероятно, спокойные протуберанцы, отличающиеся сравнительно длительной устойчивостью своих внешних форм. Незвестным пока сочетанием сил спокойные протуберанцы поддерживаются в состоянии своеобразного равновесия, так что в них имеют место только внутренние движения. А. Б. Северный [1, 3] обратил внимание на неупорядоченный, турбулентный характер этих движений. В [2] нами было высказано предположение о наличии в спокойных протуберанцах изотропной турбулентности в обычном гидродинамическом смысле этого слова и предложен метод проверки этого предположения. Этим методом было изучено несколько кинофильмов спокойных протуберанцев, полученных в Крымской астрофизической обсерватории при помощи внеатмического коронографа типа Лио [3]. Проведенное исследование до некоторой степени подтвердило предположение о наличии изотропной турбулентности и дало возможность определить основные параметры турбулентного движения в спокойных протуберанцах (масштаб турбулентности, скорости, диссипируемую энергию). Оказалось, что узлы спокойного протуберанца можно во многих случаях трактовать как хаотически разбросанные флюктуации плотности в поле изотропной турбулентности, а не как отдельные образования, разделенные крайне разреженной средой.

С. Б. Пикельнер [4] предложил другой, принципиально отличающийся от изложенного в [2] метод проверки наличия изотропной турбулентности. Этот метод был применен С. Б. Пикельнером и Г. А. Шайном для исследования турбулентности в туманности Ориона [5]. Этим

методом также можно определить энергию, диссипируемую в турбулентном движении, и сделать определенные заключения о масштабе турбулентности.

В настоящей работе проведено исследование спокойных протуберанцев методом, предложенным в [4]. Для этой цели выбраны три кинофильма протуберанцев. Два из них (1 июля 1950 г. и 25 июня 1951 г.) были исследованы также и первым методом; третий (28 июля 1951 г.), наоборот, не может быть исследован первым методом, так как он сравнительно компактен и отдельные узлы его плохо различимы (фиг. 1*). Суть применяемого метода заключается в следующем. На некоторой площади изучаемого протуберанца в большом числе точек, находящихся на определенных расстояниях друг от друга, измеряются яркости и после вычитания околосолнечного ореола строится функция

$$G(r) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [I(M_i) - I(M'_i)]^2}{\bar{I}^2} = \frac{\overline{\Delta I^2}}{\bar{I}^2}, \quad (1)$$

где $I(M_i)$ и $I(M'_i)$ — яркости в точках M_i и M'_i , находящихся на расстоянии r друг от друга. Измеряемые точки располагались равноотстоящими рядами на расстоянии 0.05 мм на пленке от точки до точки и от ряда до ряда. Промеренная область представляла собой прямоугольник, вмещающий 10 точек в одном направлении и 11 точек в другом. За единицу расстояния принято расстояние в 0.05 мм на пленке, что соответствует $1.4 \cdot 10^8$ см на Солнце. Различными комбинациями пар точек были образованы функции $G(r)$ для значений r , равных 1, 2, $\sqrt{5}$, $\sqrt{8}$, $3\sqrt{10}$, 4 и 5. Полученная зависимость $G(r)$ сравнивалась с теоретической зависимостью $F(r)$, которая должна иметь место в том случае, если флуктуации яркости обусловлены локально-изотропной турбулентностью в несжимаемой жидкости:

$$F(r) = C^2 \frac{m_H^2}{(kT_e)^2} (\epsilon' r)^{4/3} \varphi(r), \quad (2)$$

где ϵ' — диссипация энергии в эргах на грамм в секунду, T_e — кинетическая температура электронного газа. Функция $\varphi(r)$ для случая прозрачного излучающего слоя толщиной L равна

$$\varphi(r) = \varphi\left(\frac{r}{L}\right) = 2 \int_0^1 \left[\left(1 + \frac{L^2}{r^2} u^2\right)^{2/3} - \left(\frac{L}{r} u\right)^{4/3} \right] (1-u) du \quad (3)$$

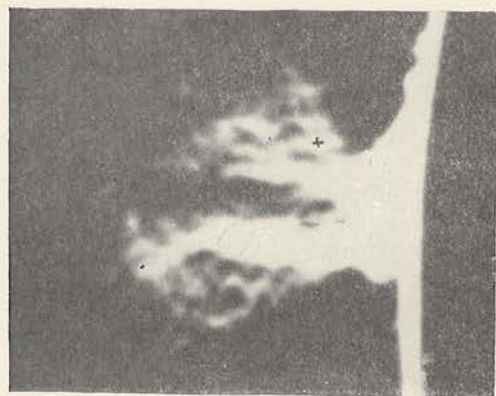
и в случае наличия самопоглощения

$$\varphi(r) = \varphi'\left(\frac{r}{l}\right) = \frac{r}{l} \int_0^\infty e^{-\frac{r}{l} u} \left[(1+u^2)^{2/3} - u^{4/3} \right] du, \quad (4)$$

* Протуберанец 1 июля 1950 г. снят А. Е. Северным; два других — Е. Ф. Шапошниковой.



a



б



в

Фиг. 4.

a — протуберанец 1 июля 1950 г.; *б* — протуберанец 25 июля 1951 г.; *в* — протуберанец 28 июля 1951 г. Крестиками отмечены места, где проводилось фотометрирование

где l — толщина слоя с оптической толщей равной единице. Графики функций $\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$ и $\varphi'\left(\frac{r}{l}\right)$, а также график зависимости $\lg F\left(\frac{r}{l}\right)$ от $\lg\left(\frac{r}{l}\right)$ приведены в [4] (последняя зависимость изображена на фиг. 4). Лабораторные исследования показали, что для несжимаемой жидкости в земных условиях величина $C \approx 1$. И. С. Шкловский [6] указывает, что при магнитогидродинамических явлениях в космических условиях эта постоянная, повидимому, значительно больше ($C > 100$).

Формула (2) выведена в предположении, что сжатие во флюктуациях плотности происходит изотермически. Легко показать, что в случае адиабатического сжатия функция $F(r)$ будет иметь тот же вид, но отличаться коэффициентом $1/4^*$. При выводе формулы (2) предполагается, что источником свечения являются рекомбинации.

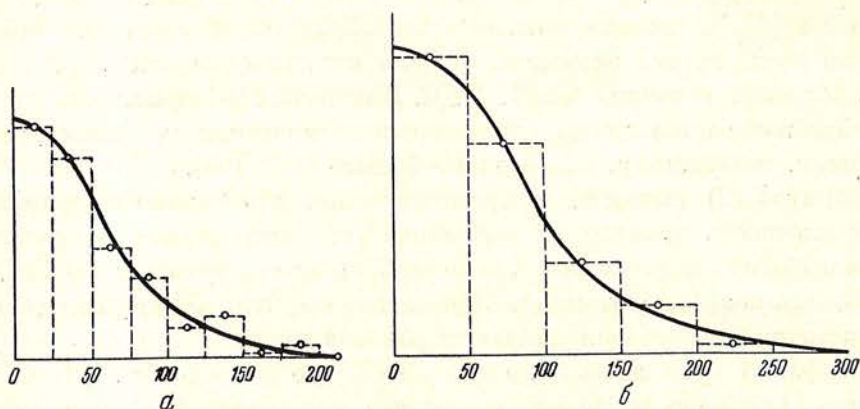
На фиг. 1 крестиками отмечены места, где проводилось фотометрирование. Особенно тщательно исследован протуберанец 1 июля 1950 г. Двенадцатый кадр в начале фильма промерялся дважды для разных значений минимального расстояния между точками $r_0 = 1$ и $r_0 = 2$ (соответствующих $1.4 \cdot 10^8$ см и $2.8 \cdot 10^8$ см на Солнце). В конце этого же фильма (на 545-м кадре) проведены измерения другого узла. В качестве примера в табл. 1 приведены результаты измерения яркостей на 12-м кадре для $r_0 = 1$.

Таблица 1

43	74	119	124	189	189	244	238	169	129	47
40	68	79	127	182	219	238	214	197	107	65
52	69	77	144	226	254	254	265	197	81	24
56	61	57	107	189	337	300	277	223	129	69
54	61	77	127	241	399	341	332	249	203	74
40	61	83	127	265	327	295	265	211	169	129
88	69	105	122	219	277	271	200	189	154	161
36	56	83	114	189	227	257	227	151	117	161
47	56	43	94	147	189	249	197	197	157	105
33	22	54	43	164	179	197	207	147	119	105
24	22	47	51	109	132	173	182	151	157	97

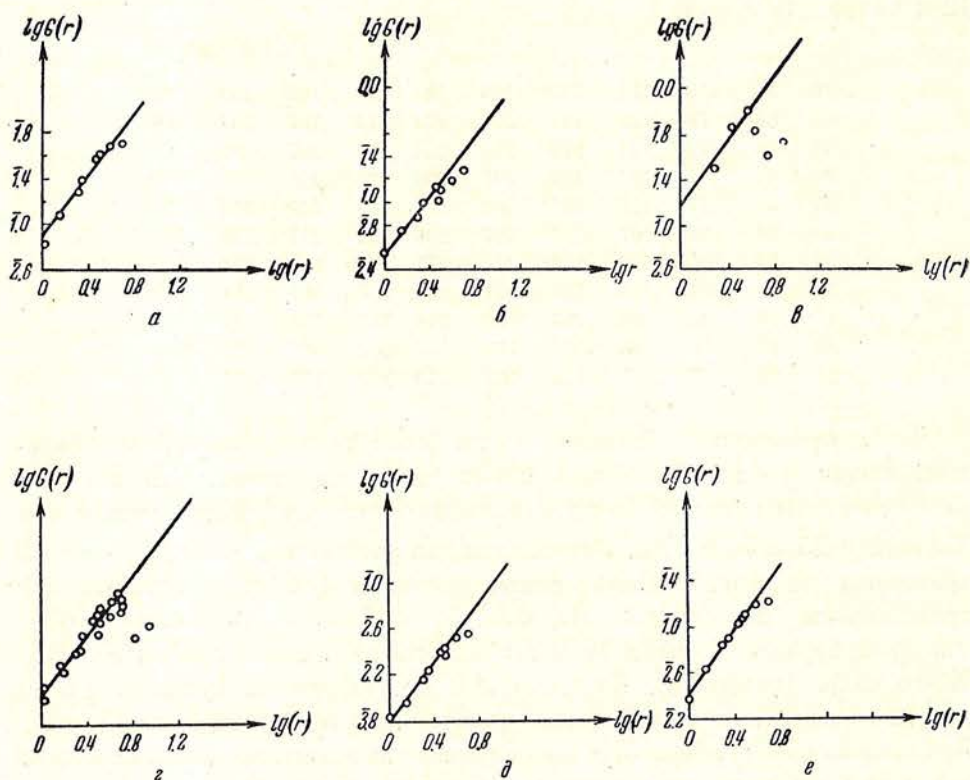
Чтобы проверить, действительно ли флюктуации яркостей распределены статистически, было подсчитано число пар точек, для которых разность интенсивностей (в произвольных единицах) лежит между 0 и 25, между 25 и 50 и т. д. Результаты для расстояний $r = r_0$ и $r = r_0 \sqrt{2}$ приведены на фиг. 2. Вычисленные значения $\lg G(r)$ в функции $\lg r$ представлены на фиг. 3. На фиг. 3 приведены значения $\lg G(r)$ для протуберанца 1 июля 1950 г.: для 12-го кадра (график а), для 545-го кадра (график б). На графике 3, в, изображена функция $\lg G(r)$ для 12-го кадра, но при больших расстояниях между точками ($r_0 = 2$). При наложении графики 3, а и в, хорошо совпадают, необходимо только небольшое смещение по вертикали. Смещение это, вероятно, вызвано небольшой (в пределах точности измерений) разницей в оценке около-

* Этот результат принадлежит С. Б. Пикельнеру.



Фиг. 2. Распределение разностей интенсивностей в промеренной области
протуберанца 1 июля 1950 г. (12 кадр):

а — для расстояния между точками $r = r_0$; б — для расстояния между точками $r = r_0 \sqrt{2}$; r_0 соответствует $2.8 \cdot 10^8$ см.



Фиг. 3. Графики функции $\lg G(r)$:

а, б, в, г — протуберанец 1 июля 1950 г.; д — протуберанец 28 июня 1951 г.; е — протуберанец 25 июля 1951 г. На каждом графике проведена прямая с тангенсом угла наклона, равным $4/3$

солнечного ореола. На фиг. 3, *з*, совмещены результаты всех трех измерений протуберанца 1 июля 1950 г., на фиг. 3, *д*, представлен график $\lg G(r)$ для протуберанца 28 июня 1951 г. и на фигуре 3, *е*, — для протуберанца 25 июля 1951 г. На каждом графике проведена прямая линия с тангенсом угла наклона, равным $\frac{4}{3}$ [см. формулу (2)]. Совпадение оказалось значительно лучшим, чем можно было ожидать. Таким образом, второй метод дает независимое подтверждение наличия в спокойных протуберанцах локально-изотропной турбулентности. Как видно из графиков, при больших значениях r наступают отклонения от теоретической зависимости. Это можно считать естественным, так как на расстояниях r , сравнимых с размерами крупных турбулентных вихрей L_0 , флуктуации плотности становятся статистически независимыми и корреляция нарушается. Особенно хорошо это видно на графике 3, *в*, где после некоторого значения $\lg r$ точки ложатся совершенно беспорядочно. Возможно также, что более пологий ход $G(r)$ при $r > l$ связан с действием самопоглощения [5].

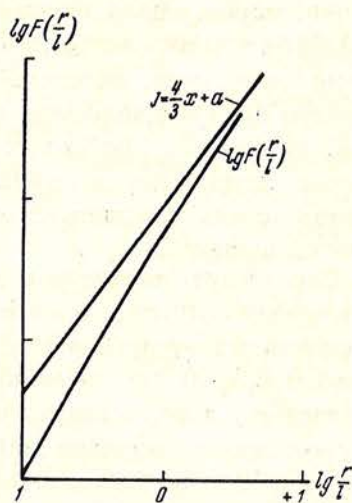
Диссипацию энергии ε' можно определить из уравнений (1) и (2), приравнявая $G(r)$ к $F(r)$. Функция $\varphi(r)$ меняется от 0 до 1. Из фиг. 3 и из соображений, высказанных выше относительно отклонений полученной зависимости от теоретической при значениях r порядка L_0 , можно сделать вывод, что расстояние $r=1$ может быть лишь в несколько раз меньше L_0 . Это следует и из того, что линейная толщина протуберанца обычно не превосходит 10^9 см. Тот же вывод можно сделать, непосредственно сравнивая величину r_0 , соответствующую $1.4 \cdot 10^8$ см, и величину L_0 , определенную нами в [2] ($2 \cdot 10^9$ см). Масштаб турбулентности, определенный обоими способами, имеет одинаковый порядок величины (10^9 см).

Согласно [4], можно считать с достаточной для нашего случая точностью, что $\varphi(r) = \frac{1}{2}$. Величина T_e принимается равной 5000° . Из (2) легко получить, что

$$\lg \varepsilon' = \frac{3}{4} [12.7 + \lg G(1)]. \quad (5)$$

Величина S принимается равной единице.

Во втором столбце табл. 2 приведены полученные таким путем величины ε' , в первом столбце — значения ε' , найденные методом, изложенным в [2], в третьем столбце — значения, вычисленные по второму методу в предположении, что сжатие во флуктуациях происходит адиабатически. Разница между диссипацией энергии в случае адиабатического



Фиг. 4.

Т а б л и ц а 2

Протуберанец	ϵ'	$\epsilon'_{\text{из}}$	$\epsilon'_{\text{ад}}$	v
1 июля 1950 г.	$9,8 \cdot 10^8$	$4,5 \cdot 10^8$	$1,26 \cdot 10^9$	$13,3 \cdot 10^5$
25 июля 1951 г.	$2 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^8$	$5,4 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^5$
28 июня 1951 г.	—	$8,3 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^8$	—

ϵ' дано в эрг/г сек., v — в см/сек

сжатия и в случае изотермического сжатия невелика, но характерно, что для протуберанца 1 июля 1950 г., обладающего, согласно [2], большими турбулентными скоростями (четвертый столбец), величина диссипации, определенная первым способом, ближе к тому, что соответствует адиабатическому сжатию. В протуберанце же 25 июля 1951 г., с меньшими скоростями, величина диссипации, определенная первым методом, гораздо ближе к величине, полученной вторым методом в предположении, что сжатие происходит изотермически. Как видно из табл. 2, согласие между результатами, полученными обоими методами, можно считать очень хорошим. Этот результат не зависит от принятого значения величины C .

Совпадение параметров турбулентности, определенных совершенно различными путями, также можно считать подтверждением наличия в спокойных протуберанцах локально-изотропной турбулентности с масштабом $L_0 \approx 10^9$ см, диссипируемой энергией порядка $\epsilon' \approx 5 \cdot 10^8$ эрг/г см³ и, следовательно, согласно закону Колмогорова [7], с турбулентными скоростями v порядка 10^6 см/сек. Диссипация энергии на 1 см³ $\epsilon = \epsilon' \rho \approx 10^{-5}$ эрг/см³ сек. ($\rho = 2 \cdot 10^{-14}$ г/см³). Повидимому, такое согласие можно считать также и косвенным подтверждением того, что беспорядочно разбросанные узлы спокойных протуберанцев, образующие столь причудливые формы последних, представляют собой флуктуации плотности в турбулентной среде [2].

Примененный в этой работе метод исследования турбулентности, предложенный С. Б. Пикельнером, может также быть использован для исследования турбулентности в других типах протуберанцев. Можно предполагать, что в эруптивных протуберанцах в спокойной стадии, и в тех частях протуберанцев электромагнитного типа, которые не участвуют в движениях регулярного характера, также имеет место локально-изотропная турбулентность.

В [2] было отмечено, что турбулентные движения в протуберанцах должны вызывать рост магнитного поля [8] до величины, соответствующей условию

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx \frac{\rho v^2}{2}, \quad (6)$$

откуда получается $H \approx 0.6-1$ гаусс.

Усиление магнитного поля турбулентным движением можно наглядно представить как вытягивание и запутывание силовых линий магнитного

поля турбулентными вихрями. В результате каждая магнитная силовая линия, многократно изгибаясь, будет проходить через все участки протуберанца. Это значит, что все движения из каждого участка протуберанцев будут передаваться магнитногидродинамическими волнами (распространяющимися вдоль силовых линий магнитного поля) во все остальные части протуберанца. Таким образом, действительно имеются основания ожидать, что турбулентность в протуберанцах должна носить изотропный характер.

Вихри мелких масштабов движутся в магнитном поле, определяемом кинетической энергией наиболее энергичных вихрей. Поэтому для мелких вихрей (с полем h) по сравнению с их характерным временем и масштабом магнитное поле H можно в некоторых пределах считать однородным и почти постоянным. Для случая скоростей, не превышающих значительно скорость звука, среду можно считать почти несжимаемой. В последнем случае в среде будут распространяться волны, близкие к магнитногидродинамическим волнам Альфвена. Волны будут распространяться вдоль магнитного поля со скоростью $V = H/\sqrt{4\pi\rho} \approx 10^6$ см/сек.

Таким образом, в проводящей среде, находящейся в турбулентном движении, энергия диссипирует не только за счет вязкости, но и за счет джоулевых потерь в магнитногидродинамических волнах. Для определения величины этих потерь используем формулу, приведенную в [9]:

$$\frac{d\bar{W}}{dt} = \frac{A^2 c^2 \Omega^2 \rho}{8\pi H^2 \sigma}. \quad (7)$$

В выражении (7) A — амплитуда магнитногидродинамической волны, в которой магнитное поле $h = A \sin \Omega \left(t - \frac{z}{V}\right)$ и скорость $v' = -\frac{A}{\sqrt{4\pi\rho}} \sin \Omega \left(t - \frac{z}{V}\right) = v \sin \Omega \left(t - \frac{z}{V}\right)$. Тогда $A = v \sqrt{4\pi\rho}$. Далее, если турбулентность в проводящей жидкости в магнитном поле можно представить как суперпозицию волн Альфвена, то, подставляя в (7) параметры турбулентности $v = (\varepsilon' l)^{1/3}$, $\Omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{2l} V = \frac{\pi H}{l \sqrt{4\pi\rho}}$, получим окончательно

$$\frac{d\bar{W}}{dt} = \frac{\pi c^2 \rho \varepsilon'^{2/3}}{8\sigma l^{4/3}} = \frac{10^2}{l^{4/3}}, \quad (8)$$

где l — характерный масштаб, σ — проводимость. В условиях протуберанцев $\sigma \approx 10^{11}$ в системе CGSE. Результат получается таким же и при расчете диссипации магнитного поля другими способами, т. е. не зависит от предположения о наличии волн Альфвена.

В случае непроводящей среды размер малых турбулентных вихрей, в которых происходит диссипация энергии за счет вязкости, характеризуется обычно внутренним масштабом турбулентности $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon'}\right)^{1/4}$, где ν —

кинематическая вязкость. Можно принять, что $\nu = \frac{1}{3} a \xi$, где $a = \sqrt{\frac{3kT}{m_H}} \approx 10^6$ см/сек — тепловая скорость протонов, $\xi = \frac{(kT)^2}{l^4 n_e L} = 20$ см — средняя длина свободного пробега их [9]. Для протуберанцев электронная плотность n_e принята равной 10^{10} см $^{-3}$, $L \approx 45$. Тогда $\nu \approx 7 \cdot 10^6$ см 2 /сек. Подставляя ν и ϵ' в выражение для η , находим, что внутренний масштаб турбулентности $\eta \approx 10^3$ см. Потери энергии за счет джоулева тепла в вихрях такого масштаба равны $\frac{d\bar{W}}{dt} = 10^{-2}$ эрг/см 3 сек.

Эта величина находится в противоречии со значением ϵ , полученным ранее: $\epsilon = 10^{-5}$ эрг/см 3 сек. Повидимому, вихри масштаба η в протуберанцах существовать не могут, так как потери энергии не должны превосходить ϵ .

Порядок величины наименьших турбулентных вихрей, присутствующих в протуберанцах, можно найти, приравняв $\frac{d\bar{W}}{dt}$ найденному экспериментально значению ϵ : $\frac{d\bar{W}}{dt} = \frac{10^2}{l_0^{4/3}} = 10^{-5}$, откуда $l_0 \approx 10^5$ см. Результат этот представляет собой только первое приближение, так как при выводе формулы для $\frac{d\bar{W}}{dt}$ был использован закон $\nu = (\epsilon' l)^{1/3}$, который в случае малых вихрей нарушается. Во всяком случае высокочастотный конец спектра турбулентности для проводящей среды значительно отличается от случая среды непроводящей. В протуберанцах диссипация происходит, повидимому, главным образом за счет джоулевых потерь, так как потери за счет вязкости в вихрях такого масштаба малы.

В общем случае (если σ выражать в электромагнитных единицах) электромагнитные потери энергии

$$\epsilon_m = \frac{d\bar{W}}{dt} \approx \frac{\rho \epsilon'^{2/3}}{\sigma l^{1/3}}, \quad (9)$$

где ϵ' — диссипация энергии, определяющая структуру спектра турбулентности. Минимальное значение $l = l_0$ получим, приравняв $\epsilon_m = \epsilon'$:

$$l_0 \approx \left(\frac{1}{\sigma \epsilon'^{1/3}} \right)^{3/4}. \quad (10)$$

Чтобы диссипация энергии происходила и за счет джоулевых потерь и за счет вязкости, должно быть $l_0 \approx \eta$, что выполняется в том случае, если $\nu \sigma \sim 1$. В зависимости от того, насколько произведение $\nu \sigma$ больше или меньше единицы, можно судить о том, каким образом преимущественно происходит диссипация энергии в турбулентном движении. В работе [2] было отмечено, что роль энергии, диссипируемой в турбулентном движении, в общем балансе энергии в протуберанцах очень мала. Если принять величину C значительно большей единицы, то величина ϵ еще уменьшится.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному и С. Б. Пикельнеру за плодотворное обсуждение работы, а также Т. Т. Цапу и Л. А. Альбицкой за помощь в обработке материала.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. ДАН, 82, 25, 1952.
 2. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 46, 1954.
 3. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 94, 1953.
 4. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 34, 1954.
 5. С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 22, 1954.
 6. И. С. Шкловский. Астр. журн. 30, 577, 1953.
 7. А. Н. Колмогоров. ДАН 30, 299, 1944; 32, 197, 1951.
 8. Г. Бэтчелор. Сб. «Проблемы современной физики», № 2, стр. 134, ИЛ, 1954.
 9. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, стр. 301, 292, Гостехиздат, 1952.
-

КОНТУРЫ ЛИНИЙ H_{α} и H_{β} ВОДОРОДА В ФАКЕЛЕ
И ФОТОСФЕРЕ*О. Н. Митропольская*

На фотоэлектрической установке Крымской астрофизической обсерватории получены контуры водородных линий H_{α} и H_{β} нескольких факелов и прилегающей к ним фотосферы; факелы при этом находились на разных угловых расстояниях от центра солнечного диска.

Различие контуров факела и фотосферы для линий H_{α} и H_{β} , в большинстве случаев имеющее противоположный знак, достигает наибольшего абсолютного значения на краю солнечного диска и почти исчезает в центре.

Поведение контуров линий H_{α} и H_{β} находится в соответствии с существованием слоя факела с пониженной температурой возбуждения и более высокого слоя с повышенной температурой возбуждения относительно прилегающей фотосферы.

Работа основана на материале, полученном в Крымской астрофизической обсерватории. Контуры линий водорода H_{α} и H_{β} получены на фотоэлектрической установке. Описание прибора изложено в статье А. Б. Северного [1]. В этой же статье установлена большая точность метода получения контуров различных линий солнечного спектра при помощи описанного прибора: отклонения отдельных записей отличаются от среднего не более чем на $1-2\%$ интенсивности непрерывного спектра. Описанным в [1] методом были получены осциллограммы линий водорода H_{α} для шести факелов и H_{β} для четырех других факелов. Для некоторых факелов удавалось получать осциллограммы для нескольких дней, так что контуры одного и того же факела и прилегающей фотосферы можно было построить для разных угловых расстояний от центра солнечного диска.

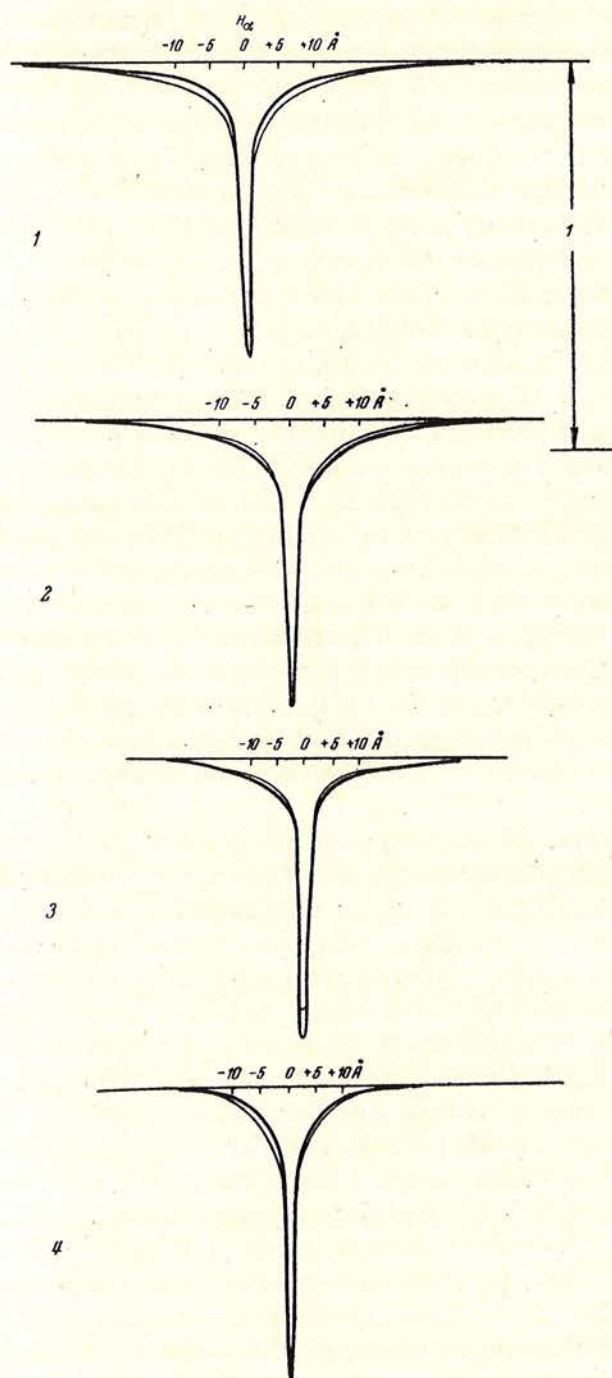
В данный день каждый факел осциллографировался 6—8 раз. Для того же расстояния от центра диска одновременно получалось 5—6 осциллограмм невозмущенной фотосферы. В том случае, когда прозрачность и другие условия не менялись при наблюдении и осциллограммы имели постоянную амплитуду, полученные контуры осреднялись графически на проекционном фонаре для факела и фотосферы отдельно. Таким образом, для каждого данного положения факела на диске получен один средний контур факела и один средний контур фотосферы. Кон-

туры строились в единицах непрерывного спектра. При получении осциллограмм большие затруднения вызвало гидирование. Факел состоит из отдельных тонких волокон, и нужно большое искусство, чтобы попасть на такое волокно. К тому же неизбежно дрожание изображения. Кроме того, кальциевый флоккул имеет другое строение, чем водородный. Яркое место флоккула искалось по обращению в линиях H и K Ca⁺. Но не всегда самое яркое место в кальциевом флоккуле соответствует самому яркому месту водородного флоккула. Исходя из этого производился тщательный отбор материала. Выбирались только факелы с достаточно большим центральным излучением в линии H_α и достаточно надежные контуры фотосферы.

Из всего материала использована в статье примерно третья часть — 11 контуров H_α и 11 контуров H_β для факела и столько же для фотосферы. Примеры полученных для разных угловых расстояний от центра солнечного диска ρ контуров линий H_α и H_β факелов приведены на фиг. 1 и 2. Видно, что контуры H_β в факеле идут выше контуров фотосферы, но это различие сглаживается при приближении факела к центру солнечного диска. Важно отметить, что контуры 1—3 линии H_β принадлежат одному и тому же факелу, снятому в разные дни.

Поведение контуров H_α на первый взгляд не подчиняется определенному закону. Если же временно исключить из рассмотрения контуры 3 и 4, то оказывается, что на краю солнечного диска контур факела идет ниже контура фотосферы, а к центру это различие сглаживается. Один и тот же факел (1 и 2) также показывает вполне аналогичный ход.

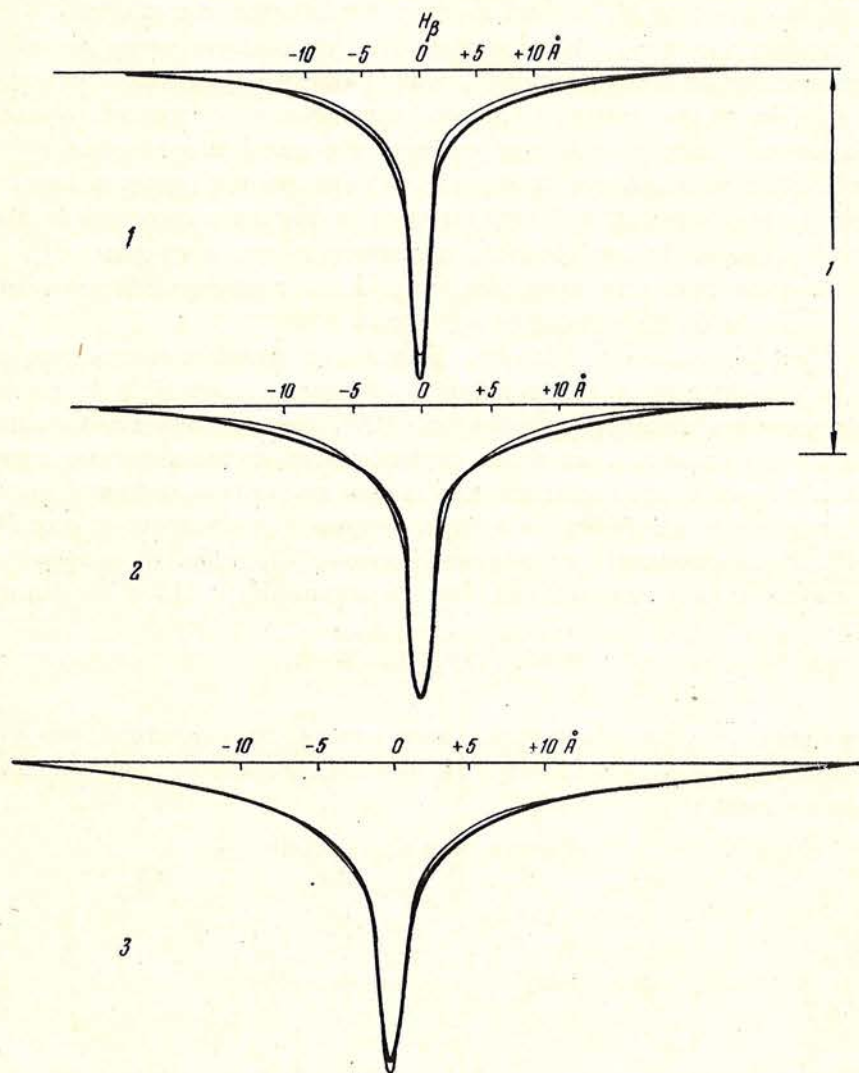
Таким образом, из рассмотрения контуров H_α и H_β можно сделать вывод, что при приближении факела к центру солнечного диска различие контуров факела и фотосферы сглаживается и для линий H_α (например, контур 2, всего пять контуров) и для линий H_β (например, контур 3, всего четыре контура). Это находится в соответствии с тем наблюдательным фактом, что в центре солнечного диска факел практически не виден. Различие между факелом и фотосферой явно выступает только тогда, когда факел находится на краю солнечного диска или проявляется в виде флоккула при наблюдении высоко лежащих слоев в центре сильных линий поглощения Ca⁺ и H_α. На краю факел становится виден в общем свете, контур линии H_α идет, как правило, ниже в факеле, чем в фотосфере (например, контур 1, всего три контура), контур H_β — выше (например, контур 2, всего шесть контуров). Как уже отмечалось, из описанного правила для поведения H_α имеются исключения. Это легко было предвидеть, исходя из того факта, что разные факелы характеризуются различными физическими условиями, а потому от общей картины всегда могут быть отклонения. Например, в большинстве случаев, в центре линии H_β факелы выглядят темными флоккулами; однако бывают факелы, которые видны как светлые флоккулы. Яркие факелы, как, например, факел, рассмотренный в работе автора [2] или аналогичный факел с 3-м контуром H_α, представленным



Фиг. 1. Контуры H_α в факеле (тонкая линия)
и в фотосфере (жирная линия):

1 — 4 августа 1953 г., $\cos \rho = 0.60$; 2 — 10 августа 1953 г.,
 $\cos \rho = 0.89$; 3 — 13 ноября 1954 г., $\cos \rho = 0.56$; 4 — 29 июля
1954 г., $\cos \rho = 0.98$.

на фиг. 1, дают контур H_α в факеле, превышающий фотосферный. Факел с контуром 4 в центре диска дает контур H_α , идущий в факеле ниже, чем в фотосфере. Однако этот эффект понижения в центре диска меньше, чем на краю; тем самым подобные «исключительные» факелы



Фиг. 2. Контур H_β в факеле (тонкая линия) и в фотосфере (жирная линия):

1 — 10 августа 1952 г., $\cos \rho = 0.67$; 2 — 11 августа 1952 г., $\cos \rho = 0.79$; 3 — 14 августа 1952 г., $\cos \rho = 0.99$.

качественно подтверждают вывод о сглаживании различия контуров к центру.

Различие контуров H_α и H_β в факеле и фотосфере можно объяснить, если предположить, что оно обусловлено разными температурами возбуждения в тех слоях (притом различных), где эти линии образуются. Обоснование такого предположения дано в работе автора [2].

Различный знак разности контуров линий в факеле и в фотосфере для H_α и для H_β качественно объясняется, если вспомнить, что крылья линии H_α образуются в общем в более поверхностных слоях, чем крылья линии H_β . Подобные расчеты делал, например, Де Ягер ([3], гл. VI). Понижение контура H_α в факеле дает увеличение эквивалентной ширины линии, что может быть результатом увеличения числа атомов во втором состоянии возбуждения в слоях, наиболее эффективно участвующих в образовании крыльев линии поглощения, и должно привести к увеличению температуры возбуждения в факеле по сравнению с фотосферой. В слоях наиболее эффективного образования крыльев линии H_β соответственно температура возбуждения в факеле получается меньше, чем в фотосфере. Таким образом, наблюдения над контурами H_α и H_β подтверждают гипотезу существования более горячего поверхностного слоя факела и более холодного глубокого.

Дифференцированием формулы Больцмана можно оценить, что разность остаточных интенсивностей в 1—2% в крыльях H_α и H_β соответствует разности температур примерно 100°. Недостаточность материала не позволяет сделать пока более определенные количественные выводы о факелах, тем более что пока не удалось достаточно надежно проследить один и тот же факел от центра к краю одновременно и для H_α и для H_β . Если вычислить по данным Вервей ([4], табл. 6) коэффициент поглощения $k(\Delta\lambda)$ центральных частей линий H_α и H_β , а по формуле

$$k(\Delta\lambda) = C \frac{F_0^{3/2}}{\Delta\lambda^{5/2}} \quad (1)$$

коэффициент поглощения крыльев этих линий, то получится, что $k(\Delta\lambda)$ имеет одинаковое значение у H_β и H_α при следующих расстояниях $\Delta\lambda$ (Å) от центра линии:

Расстояние $\Delta\lambda$ от центра линий

H_α	H_β
2,5	1,5
3	1,7
8	5
10	6
12	7
15	9

В формуле (1) $C = 3.13 \cdot 10^{-6}$ для H_α , $C = 0.885 \cdot 10^{-6}$ для H_β , $F_0 = 46.8 \left(2 \frac{p_e}{T} \right)$, p_e — электронное давление, T — температура [5].

Если, следуя методам Де Ягера ([3], гл. VI), вычислить, при каких $\Delta\lambda$ средняя оптическая глубина $\bar{\tau}_v$ образования H_α равна глубине образования различных точек контура H_β для разных угловых расстояний от центра солнечного диска, то получим для центра диска величины, близкие к величинам, данным в таблице. При приближении к краю диска точки с одинаковым $\bar{\tau}_v$ удаляются друг от друга на контурах, т. е. $\Delta\lambda$ в первом и втором столбцах таблицы отличаются тем

больше, чем ближе рассматриваемое место солнечной поверхности к краю диска. Таким образом, в центре солнечного диска контуры H_α и H_β должны иметь практически одинаковый эффект «факел минус фотосфера», поскольку они образуются на близких оптических глубинах.

На краю этот эффект может быть различным. В промежуточной точке солнечного диска может оказаться, что центральные части контура H_β опущены в факеле, как крылья H_α , а дальше подняты, что и подтверждается вторым контуром H_β от 11 августа 1952г. К сожалению, нет контура H_α того же факела. Сравнение его с контуром H_α в другом факеле при том же $\cos \varphi$ дает только качественное подтверждение изложенных соображений.

Приведенные здесь качественные выводы имеют лишь предварительный характер и нуждаются в количественном подтверждении на большем и возможно полном наблюдательном материале.

Выражаю благодарность Э. Р. Мустелю и А. Б. Северному за критические замечания и ценные указания.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. ДАН 97, № 5, 1954.
 2. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 152, 1954.
 3. C. De Jager. *Recherches Astr. de l'Obs. d'Utrecht*, 13, 1952.
 4. S. Verweij. *Publ. Astr. Inst. Univ. Amsterdam*, No. 5.
 5. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
-

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

ЧАСТЬ III. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ КАСТОРА В

Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин

Рассмотрен вопрос о химическом составе «металлических» звезд в той области спектральной последовательности, где светимость и спектры металлических звезд меньше всего отличаются от светимостей и спектров звезд главной последовательности [1].

Проведено сравнение эквивалентных ширин линий различных элементов в спектрах «металлической» звезды Кастора В и звезды сравнения β Tri, имеющих приблизительно одинаковый спектральный класс (A5 по линиям Fe и т. д.) и класс светимости.

На основании работы можно, повидимому, заключить, что в изучаемой области последовательности «металлических» звезд их химический состав отличается от химического состава звезд главной последовательности менее, чем в области спектральных классов F0—F6.

1. При изучении звездной эволюции одной из важнейших проблем является проблема химического состава различных звезд, в особенности звезд, входящих в какую-либо последовательность.

В нашей предыдущей работе [1] была установлена на диаграмме спектр-светимость явно выраженная последовательность «металлических» звезд. Было выявлено, что «металлические» звезды в общем обладают заметно большей светимостью, чем звезды главной последовательности того же спектрального класса, оцениваемого по большинству линий металлов (Fe, Mn и т. д.). Вместе с тем указанная последовательность характеризуется увеличением отклонения от линии главной последовательности по мере продвижения в сторону более поздних спектральных классов. Так, в классе A5 отклонение по светимости равно нулю, а в интервале спектров F0—F6 отклонение достигает двух звездных величин. В частности, «металлические» звезды, начиная с класса F0 лежат на диаграмме спектр-светимость выше субгигантов и приближаются к ветви гигантов.

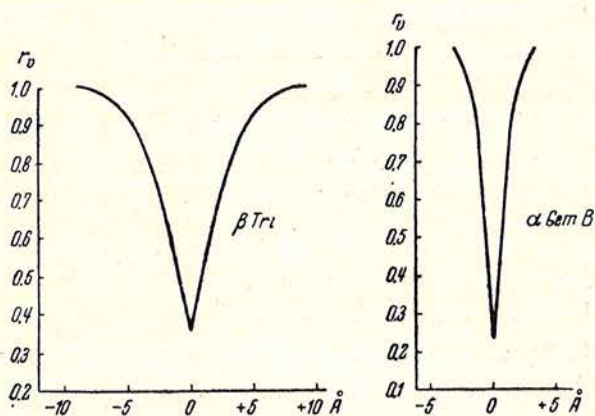
2. Вопрос о химическом составе одной из «металлических» звезд — γ UMa был детально рассмотрен Гринштейном [2, 3], использовавшим для анализа наблюдений метод кривых роста. Гринштейн нашел, что по срав-

нению с звездами главной последовательности аномально низкое содержание в атмосфере τ UMa имеют, кроме Ca, также Sc, Zr, V, Ti, Mg.

Спектральный класс τ UMa, оцениваемый по линиям металлов — F6 II, причем τ UMa находится в правой крайней точке последовательности «металлических» звезд на диаграмме спектр—светимость.

Представляло поэтому интерес изучение вопроса о химическом составе Кастора В, находящегося в левой крайней точке указанной последовательности. Кастор В является на диаграмме общей точкой главной последовательности и последовательности «металлических» звезд, т. е. точкой, где светимости соответствующих звезд совпадают.

К сожалению, малая дисперсия даже самой большой камеры 1220-миллиметрового рефлектора (порядка $23\text{\AA}/\text{мм}$) не позволила применить методы кривых роста. Однако, если подобрать к исследуемой звезде



Фиг. 1. Средние контуры линий K, Ca II в спектрах β Tri и α Gem B.

звезду сравнения так, чтобы спектральные классы и классы светимости обеих звезд были примерно одинаковы, то сами эквивалентные ширины могут рассматриваться как некоторые достаточно надежные характеристики чисел атомов, так как расширение линий турбуленцией в обоих случаях должно быть примерно одинаковым, а следовательно, и кривые роста должны быть примерно одинаковыми (учитывая, конечно, одинаковость температур).

Исходя из этих соображений, была выбрана в качестве звезды сравнения β Tri, имеющая класс A5 III ибо α Gem B по водородным линиям также близка к классу светимости III, как это было установлено в [1].

Для каждой из указанных звезд было использовано по несколько спектров: для α Gem B — 4, для β Tri — 7. Спектрограммы были получены при помощи 1220-миллиметрового рефлектора обсерватории, с дисперсией $23, 4\text{\AA}/\text{мм}$ у Н γ , на пластинках Ilford Zenith. Обработка спектрограмм велась на саморегистрирующем микрофотометре.

Результаты исследования спектров этих звезд сведены в таблицу, где помещен список рассмотренных линий, даны эквивалентные ши-

рины W_λ (Å) для линий спектров α GemB и β Tri и приведены разности эквивалентных ширин для этих звезд, т. е. [W_λ (β Tri) — W_λ (α GemB)].

На фиг. 1 (стр. 137) представлены средние контуры линии K, Ca II в спектрах α GemB и β Tri.

3. Среди исследуемых линий содержатся линии элементов двух групп: линии элементов (Fe и др.), аномальное содержание которых не было отмечено в работе Гринштейна, посвященной τ UMa, и линии элементов, показавших аномалию (Ca, Sc, Ti и т. д.).

Рассмотрение таблицы показывает, что в среднем никаких систематических различий в величинах W_λ между первой и второй группами нет; в частности, для линий титана (наиболее многочисленных в рассматриваемом случае) имеет место нулевой эффект. Единственное реальное различие имеется для Ca I и Ca II.

Т а б л и ц а

λ	Идентификация	W_λ (Å) β Tri	W_λ (Å) α GemB	W_λ (β Tri) — — W_λ (α GemB)
4585,9	CaI + значительно более слабые VI и CrI	0,29*	0,37*	—0,08*
4572,0	TiII	0,22	0,24	—0,02
4549,6	TiII+FeII (более слабая) . . .	0,39	0,49	—0,10
4481,3	MgII (в основном)	0,57	0,69	—0,12
4443,8	TiII	0,37	0,41	—0,04
4395,0	TiII	0,32	0,33	—0,01
4374,5	ScII+YII+(TiII?)	0,37	0,29	+0,08
4321,0	TiII+ScII	0,38	0,27	+0,11
20,7				
4296,6	FeII	0,32	0,24	+0,03
4290,2	TiII	0,40	0,33	+0,07
4287,9				
4269,3	CrII, рядом бленды FeI	0,34	0,35	—0,01
4246,8	ScII	0,20	0,28	—0,08
4242,4	CrII	0,26	0,24	+0,02
4233,2	FeII	0,31	0,34	—0,03
4226,7	CaI	0,48	0,40	+0,08
4215,5	SrII, CrII (слабее)	0,28	0,31	—0,03
4077,7	SrII + более слабые бленды Cr, Si, FeI	0,49	0,42	+0,07
4070,9	FeII, CrII, NiII	0,22	0,27	—0,05
4069,9				
4045,0	FeI+FeII	0,32	0,40	—0,08
4005,7	VII + более слабые FeI+FeII .	0,27	0,34	—0,07
3933,7	CaII	3,24	1,37	+1,87

* Результат ненадежен.

Поэтому химический состав «металлических» звезд на левом крайнем конце этой последовательности на диаграмме спектр—светимость отличается от химического состава звезд главной последовательности, видимому, меньше, чем на другом конце.

Литература

1. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 9, 1955.
 2. J. Greenstein. Ap. J. 107, 151, 1948.
 3. J. Greenstein, Ap. J. 109, 121, 1949.
-

СРАВНЕНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЗНАКОВ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОВЫХ И СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

И. М. Копылов

Показано, что для сверхновых звезд выполняется зависимость между светимостью в максимуме и скоростью падения блеска после максимума, имеющая совершенно иной вид, чем аналогичная зависимость для типичных новых.

Ряд других данных свидетельствует о том, что класс типичных новых звезд не переходит непрерывно в класс сверхновых. Приводятся данные в пользу предположения, что между новыми и сверхновыми звездами имеются не только количественные, но и качественные различия.

Кратко рассмотрен вопрос о расположении сверхновых в галактиках. Делаются попытки определить тип галактической подсистемы сверхновых звезд. Подсистема оказывается плоской и по своим параметрам наиболее близка к подсистеме темных туманностей.

Класс новых звезд можно считать замкнутым с точки зрения следующих фактов: 1) распределение амплитуд, несмотря на некоторую неточность его определения и большую дисперсию, имеет явно выраженный максимум, 2) то же самое следует сказать и о распределении новых звезд по светимостям в максимуме и в минимуме блеска [1]. Учитывая наличие очень тесной зависимости между максимальной светимостью и скоростью развития новой после максимума [1, 2, 3], мы приходим к выводу, что новые звезды (понимать ли их как последовательность с плавно меняющимися характеристиками, или как область на диаграмме Рессела с различными значениями этих характеристик) образуют единую общую совокупность, различающуюся лишь частностями. Об этом же свидетельствует и принципиальное сходство физических процессов, происходящих в новых звездах во время вспышки и одинаковый порядок величины скоростей и масс выбрасываемых при вспышке оболочек.

В настоящее время следует считать достаточно надежно установленным, что максимальные абсолютные величины типичных новых не более -11^m , а массы оболочек, выбрасываемых при вспышках новых, не превосходят $10^{-3} M_{\odot}$ [1, 4].

В связи с этим крайне интересной и важной представляется возможность сравнить некоторые характеристики новых и сверхновых звезд. Это тем более необходимо, что в последние годы намечается тенденция (см., например, [5]), считать, что между новыми и сверхновыми нет различий качественного характера, все дело лишь в масштабах вспышки.

Сопоставим абсолютные величины новых и сверхновых в максимуме блеска.

Абсолютные величины сверхновых звезд определяются по видимым величинам этих звезд и по видимым модулям расстояния до туманностей, в которых сверхновые наблюдаются. Видимые модули расстояния внегалактических туманностей в конечном счете основываются на зависимости период-светимость для долгопериодических цефеид, при помощи которой определяются расстояния до ближайших галактик. В последние годы (1952—1954) было показано, что все модули расстояний до внегалактических туманностей, определенные в основном в 20—30-х годах, необходимо увеличить примерно на 2^m .

За основу для определения светимостей сверхновых были взяты результаты работы П. Г. Куликовского [6], проверенные и в некоторых случаях уточненные и дополненные более поздними данными о сверхновых. Ко всем светимостям внегалактических сверхновых, приводимым у П. Г. Куликовского, была придана поправка -2^m , о которой говорилось выше.

Оказалось, что из 40 сверхновых все, кроме одной, имеют светимости больше -13^m , т. е. самые слабые сверхновые примерно на 2^m ярче самых ярких новых, причем вид функций светимости говорит о том, что отсутствие вспыхивающих звезд с абсолютными величинами в максимуме от -11^m до -13^m следует признать реальным.

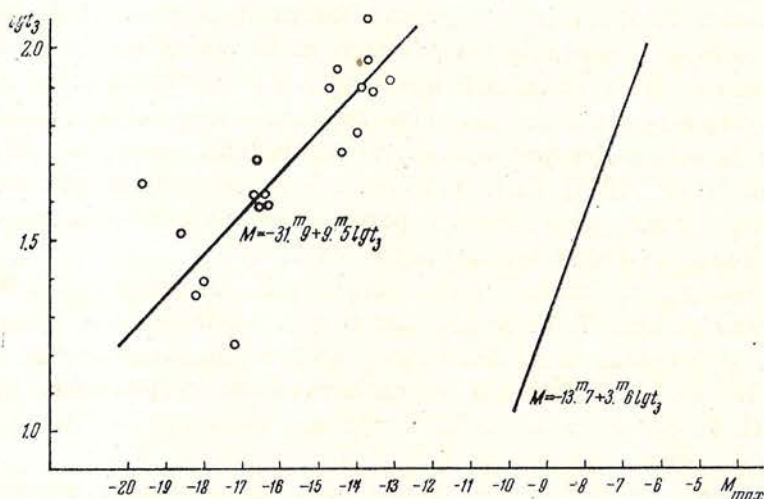
Отсутствие звезд в интервале от -11^m до -13^m говорит о том, что новые и сверхновые звезды образуют две сравнительно четко разграниченные группы звезд, отличающиеся, по видимому, не только количественно, но и качественно с точки зрения процессов, в них происходящих.

Приведем еще несколько свидетельств в пользу предположения о том, что между новыми и сверхновыми имеются существенные различия.

Наибольшие амплитуды типичных новых (исключая NPup 1942, амплитуда которой около 17^m , но требует дальнейшего уточнения) достигают 14^m — 15^m , в то время как даже для сравнительно слабых сверхновых в нашей Галактике амплитуды, по видимому, не менее 21^m . У типичных новых имеется тенденция с увеличением яркости в максимуме увеличивать и амплитуду [1]. Можно ожидать, что амплитуды более ярких сверхновых окажутся больше амплитуд слабых. Таким образом, минимальная разница амплитуд новых и сверхновых не менее 6^m .

Рост скорости падения блеска после максимума со светимостью в максимуме, зависимость ($M_{\max}$, t_3), наблюдается и у сверхновых: если сопоставить для сверхновых, как это делалось для новых, вели-

чины t_3 (время падения блеска на 3^m) с абсолютными величинами в максимуме, то оказывается, что самые слабые в максимуме сверхновые имеют значения t_3 около 100 дней, в то время как самые яркие сверхновые имеют величины t_3 порядка 30 дней. Зависимость ($M_{\max}$, t_3) для сверхновых звезд вырисовывается довольно отчетливо (фиг. 1). Принимая во внимание наличие неизбежных больших ошибок в определении расстояний до внегалактических туманностей, едва ли можно рассчитывать на меньший разброс точек на фиг. 1.



Фиг. 1. Зависимость между абсолютной величиной в максимуме и скоростью падения блеска после максимума для сверхновых (слева) и новых звезд.

Способ наименьших квадратов дает для зависимости ($M_{\max}$, t_3) у сверхновых уравнение $M_{\max} = -31.9 \pm 0.3 + 9.5 \pm 0.2 \lg t_3$.

Уравнение $M_{\max} = -13.7 + 3.6 \lg t_3$, выражающее зависимость ($M_{\max}$, t_3) для новых [1], графически представлено на фиг. 1 справа.

То, что новые и сверхновые имеют зависимости ($M_{\max}$, t_3), из которых одна явно не служит продолжением другой, снова говорит о том, что новые и сверхновые звезды представляют собою два независимых класса звезд.

Рассмотрим подробнее некоторые особенности распределения сверхновых звезд различных типов во внегалактических туманностях, а затем попытаемся определить тип галактической подсистемы, к которой принадлежат сверхновые звезды.

Все сверхновые, для которых получены кривые блеска, П. Г. Куликовский разбил [6] на четыре типа по виду кривых блеска.

Кривые блеска сверхновых 1 и 2-го типа имеют резкие максимумы, кривые блеска сверхновых 3 и 4-го типа имеют плоские максимумы, кроме того, у сверхновых 4-го типа на нисходящей ветви кривой блеска имеется ступенька.

Если руководствоваться связью светимости сверхновых со скоростью падения блеска после максимума (фиг. 1), то указанные типы сверхновых правильнее было бы расположить в следующем порядке: 2, 3, 1, 4. Средние абсолютные величины для сверхновых этих четырех групп равны $-17^m.4$, $-16^m.1$, $-14^m.7$ и $-14^m.1$ соответственно, если взять все сверхновые с известными типами кривых блеска. Если же взять из них лишь те, для которых можно было определить и величины t_3 , то средние значения абсолютных величин сверхновых в каждой группе будут равны $-17^m.4$, $-16^m.1$, $-14^m.0$ и $-13^m.7$, т. е. сохраняется тот же порядок абсолютных величин и та же последовательность в их изменении с переходом от одной группы к другой.

Разбиение кривых блеска сверхновых на четыре типа до некоторой степени условно, так как существует по всей видимости непрерывный переход от одного типа к другому. Например, сверхновая в IC4182 является по своей кривой блеска переходной между 3 и 2-м типами, — сверхновая в NGC 5253 — переходной между 2 и 1-м типами и т. д.

Последовательность типов кривых 2, 3, 1, 4 интересна и в следующем отношении. Из пяти сверхновых 2-го типа расположено в ядрах туманностей четыре звезды и вблизи ядра одна звезда, т. е. сверхновые звезды относятся к классам I и II по положению в туманности (по Куликовскому [6]); сверхновые 3-го типа относятся в основном к классу II по положению в туманности; сверхновые 1 и 4-го типов относятся к классам II и III по положению в туманности.

Табл. 1 показывает распределение сверхновых звезд по типам кривых и по положению в туманностях.

Таблица 1

	Тип сверхновой по виду кривой блеска			
	2	3	1	4
Тип сверхновой по положению в туманности	I	3	1	—
	II	2	6	3
	III	—	2	3

Таблица 2

		Тип сверхновой по виду кривой блеска				Среднее
		2	3	1	4	
Тип сверхновой по положению в туманности	I	$-18^m.3$	$-18^m.1$	—	—	$-18^m.3$
	II	-16.4	-16.1	$-15^m.5$	$-14^m.5$	-15.7
	III	—	-15.1	-13.8	-13.7	-14.3
Среднее		-17.4	-16.1	-14.7	-14.1	

Табл. 2 показывает, что светимости сверхновых в среднем тем больше, чем ближе к ядру расположены сверхновые и чем больше скорость падения блеска.

Упомянем здесь обстоятельство, уже отмечавшееся П. Г. Куликовским [6]: из пяти сверхновых 2-го типа три вспыхнули в эллиптических туманностях, две в центральных частях ранних спиралей Sa и Sb. Сверхновые 3-го типа вспыхивают в основном в близлежащих к ядру частях спиралей Sc, а сверхновые 1 и 4-го типов находятся в среднем дальше от ядра, чем сверхновые 3-го типа.

Так как в направлении $2 \rightarrow 3 \rightarrow 1 \rightarrow 4$ идет также убывание светимостей, то мы приходим к выводу, что, чем слабее сверхновая, тем дальше от ядра она расположена в туманности.

Эти выводы согласуются в общих чертах с результатами Ривса [7] относительно распределения сверхновых по типам галактик и по расположению в галактиках.

Имея в виду, что эллиптические туманности состоят из населения сферических подсистем без примеси звезд плоских подсистем, а в нашей Галактике известные нам сверхновые образуют типичную плоскую подсистему (см. ниже), мы можем заключить, что явление сверхновых звезд присуще, повидимому, и сферическим и плоским подсистемам. Можно предположить (табл. 2), что сверхновые, принадлежащие к сферической подсистеме (тип I), имеют абсолютные величины в среднем на 3^m — 4^m больше, чем сверхновые, принадлежащие к плоской подсистеме (тип II и III).

В связи с тем большим значением, которое могут иметь сверхновые и, возможно, новые звезды в процессах, связанных с возникновением космических лучей и галактического радиоизлучения, интересно провести некоторые дополнительные исследования о характере подсистемы сверхновых звезд в Галактике в окрестностях Солнца.

И. С. Шкловский склоняется к мысли, что между новыми и сверхновыми звездами нет качественных различий [5], однако, как мы отмечали выше, новые и сверхновые образуют, повидимому, совершенно независимые классы звезд. Определение типа подсистемы сверхновых звезд может способствовать выяснению очень важного вопроса о взаимоотношении сверхновых и новых звезд.

Отождествление многих дискретных источников радиоизлучения, лежащих вблизи галактической плоскости, с остатками вспыхнувших в Галактике сверхновых сыграло большую роль в изучении природы космического радиоизлучения и космических лучей [8, 9].

Крайне интересны в этом отношении выводы, полученные И. С. Шкловским [10] при отождествлении достоверных сверхновых, вспыхнувших в нашей Галактике за последние 2000 лет, с дискретными источниками радиоизлучения. В результате этого отождествления И. С. Шкловский пришел к весьма интересному заключению о том, что частота вспышек сверхновых в нашей Галактике по крайней мере на порядок больше, чем это принималось до сих пор. В соответствии

с выводами И. С. Шкловского одна сверхновая в Галактике вспыхивает не реже, чем в 20—30 лет. За последние 2000 лет в ближайших окрестностях Солнца вспыхнуло по крайней мере девять сверхновых. До сих пор очень трудно было сказать что-либо о том, к какой подсистеме принадлежат сверхновые, однако очень маленькая галактическая широта всех сверхновых ($b < 5^\circ$) при значительном среднем расстоянии (около 1500 парсеков) свидетельствует скорее всего в пользу их принадлежности к сравнительно плоским подсистемам.

Мы попытались определить параметры $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ и $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ подсистемы сверхновых звезд хотя бы приближенно. Принимая в среднем абсолютные величины сверхновых в максимуме равными $-15^m.5$, мы по видимым величинам сверхновых [10, 11] с учетом поглощения света [12] определили расстояния до девяти сверхновых, из которых шесть находятся в направлении на центр, а три — в направлении на антицентр Галактики. Для каждой звезды по b и R была вычислена z -координата, получено среднее значение z -координаты ($\bar{z} \sim 60$ пс), при помощи которого была оценена концентрация сверхновых к галактической плоскости, величина β . Предварительная величина множителя перехода от $\bar{z}$ -координаты к β определяется в [13]; $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -6.0$. По $\Delta R \sim 2000$ пс (расстояние центров тяжести звезд в направлении на центр и антицентр) был оценен градиент плотности в галактической плоскости $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.15$. Кроме того, для сравнения мы оценили эти параметры способом, описанным в [13], т. е. минуя все промежуточные стадии. Этот способ дает возможность попутно проверить правильность принятого значения абсолютных величин сверхновых. Оказалось, что $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -5.2$, $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.16$, в хорошем согласии с предыдущим определением. Расхождение в $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ вызвано, повидимому, тем, что переходной множитель от $\bar{z}$ к β определяется несколько неуверенно. На точность определения повлияло также большое число усреднений, сопровождающих определение параметров подсистемы указанным способом.

Во всяком случае, из полученных результатов следует, что сверхновые образуют в Галактике довольно плоскую подсистему. По своим характеристикам эта подсистема оказывается ближе всего к галактической подсистеме темных туманностей ($\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -4.3$, $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.16$; значение $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ определено в [12], значение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ определено нами по данным работы [12]).

Следовательно, подсистема сверхновых звезд менее сжата, чем типичные плоские подсистемы, но более сжата, чем обычные промежуточные, например подсистемы планетарных туманностей и новых звезд. В то же время интересно отметить, что точка, изображающая подси-

стему сверхновых, оказывается очень близко расположенной к кривой (зависимости между $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ и $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$), выражающей одномерность последовательности галактических подсистем [13].

Таким образом, результаты определения типа подсистемы сверхновых звезд служат новым независимым подтверждением существования между новыми и сверхновыми гораздо более глубоких различий, чем считает И. С. Шкловский [5]. Отметим также, что механизм, предложенный И. М. Гордоном [14] для объяснения вспышек сверхновых, едва ли приемлем при объяснении вспышек обычных новых.

Во всяком случае при построении гипотез, имеющих целью объяснить вспышки новых и сверхновых звезд, надо всегда иметь в виду ряд существенных различий между этими двумя классами звезд: 1) самые яркие в максимуме новые на 2^m слабее самых слабых сверхновых; 2) отсутствуют взрывные звезды промежуточных абсолютных величин в максимуме (от $-11^m.0$ до $-13^m.0$); 3) различие средних значений абсолютных величин в максимуме достигает 8^m ; 4) минимальная разность амплитуд новых и сверхновых звезд не менее 6^m ; 5) новые и сверхновые звезды образуют в Галактике различные подсистемы.

Литература

1. И. М. Копылов. Астр. журн. 32, 48, 1955.
2. D. Mc Laughlin, P. A. S. P. 57, 69, 1945.
3. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 116, 1953.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 200, 1953.
5. И. С. Шкловский. ДАН 90, 983, 1953.
6. П. Г. Куликовский. Астр. журн. 21, 211, 1944.
7. G. Reaves. P. A. S. P. 65, 242, 1953.
8. В. Л. Гинзбург. ДАН 92, № 6, 1953; Успехи физ. наук 51, 343, 1953.
9. И. С. Шкловский. ДАН 91, 975, 1953; Астр. журн. 30, 577, 1953.
10. И. С. Шкловский. ДАН 84, 417, 1953.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд-во АН СССР, 1948.
12. П. П. Паренаго. Астр. журн. 22, 129, 1945.
13. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 46, 1955.
14. И. М. Гордон. ДАН 94, 413, 1954.

ОБЪЯСНЕНИЕ ЦВЕТА МАРСА СПЕКТРАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ
ЕГО АТМОСФЕРЫ*Н. А. Козырев*

Летом 1954 г. на 50-дюймовом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории были получены спектрограммы Марса, позволившие произвести фотометрическое сравнение спектров деталей поверхности Марса с солнечным спектром. Полученные кривые (фиг. 1) показывают, что море и материк на Марсе имеют одинаковые собственные окраски. Наблюдаемое различие цветов обуславливается целиком свойствами атмосферы Марса. Эти соображения позволили определить отражательную способность атмосферы Марса для различных длин волн (табл. 1). Повидимому, поверхность Марса имеет собственное альbedo около 0.45, без существенной разницы в видимом спектре. Только благодаря большой запыленности атмосферы такая нейтральная поверхность выглядит яркочерной. Вычисленная в этом предположении зависимость оптической толщи атмосферы Марса от длины волны изображена на фиг. 3.

На фотографиях Марса, снятых в синих и фиолетовых лучах, почти незаметны детали поверхности. В этих лучах яркость Марса определяется практически только отражательной способностью его атмосферы. В этих лучах Марс имеет очень низкое альbedo. Действительно, визуальное альbedo Марса: $A_v = 0.15$ ($\lambda \approx 5600 \text{ \AA}$), и, поскольку колориндекс Марса на $0^m 80$ больше солнечного, получается $A_{ph} = 0.07$ ($\lambda \approx 4400 \text{ \AA}$) [1]. Отсюда следует, что Марс в синих лучах поглощает 93% падающей радиации. Допустим, что это поглощение происходит в атмосфере Марса и что оно постепенно убывает с увеличением длины волны, почти исчезая в красных лучах. В этих лучах ($\lambda \approx 7000 \text{ \AA}$) альbedo Марса приблизительно еще на одну величину больше, чем A_v , и имеет значение, вероятно, около 0.40. Тогда, белая или, лучше сказать, нейтральная поверхность (альbedo около 0.40), покрытая атмосферой с упомянутыми свойствами, будет иметь наблюдаемую окраску Марса и выглядеть яркочерной. Надо иметь в виду, что тела солнечной системы, лишённые атмосфер, имеют слабовыраженную окраску. Естественно считать, что Марс — не исключение из этого правила и что его красный цвет обусловлен только свойствами атмосферы.

В настоящее время в астрономической литературе принята противоположная точка зрения, согласно которой цвет Марса является свой-

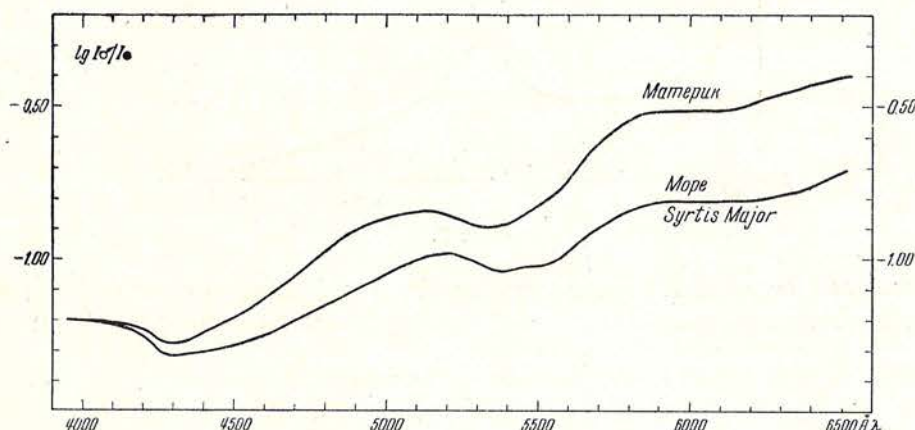
ством его поверхности. С этой точки зрения следует ожидать большого разнообразия кривых распределения энергии деталей Марса, без всяких закономерностей. Если же окраска Марса определяется атмосферой, то должна наблюдаться зависимость цвета деталей от их яркости, от высоты над поверхностью и от состояния атмосферы. Поэтому вопрос о природе окраски Марса можно пытаться решать подробным спектрофотометрическим исследованием деталей его поверхности.

Летом 1954 г. на 50-дюймовом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории нами был снят ряд спектрограмм поверхности Марса на спектрографе с камерой, дающей линейную дисперсию около $23 \text{ \AA}$ у H_γ . При ширине щели 0.03 мм на пластинках Илфорд Гиперпанхроматик-3 экспозиции продолжались от 5 мин. до 1 часа, чтобы дать нормальные фотографические плотности по всему спектру ($6600—4000 \text{ \AA}$). На следующее утро после наблюдений снимался спектр Солнца на высоте Марса, с той же аппаратурой и на тех же пластинках. При наблюдениях Солнца большое зеркало рефлектора закрывалось диафрагмой с 20 отверстиями, диаметром 4 мм , расположенными равномерно по всей поверхности зеркала. Снимки Солнца получались с экспозициями от 0.2 до 1 сек. , а фотометрическая шкала (ступенчатая щель) — с экспозицией около 1 мин.

Описанные наблюдения Марса производились вблизи противостояния, в первой половине июня, когда диаметр Марса был около $20''$. Низкое положение Марса над горизонтом (меридиональная высота около 19°) требовало при наблюдениях особо хороших метеорологических условий. После ряда проб, только 9 июня удалось получить серию вполне удовлетворительных снимков. Щель спектрографа, ориентированная по прямому восхождению, располагалась по южной хорде Марса и пересекала широкую часть Syrtis Major. Во время экспозиций (около 0^h гринвичского времени) море Syrtis Major находилось несколько восточнее центрального меридиана.

Полученные спектрограммы были обработаны на микрофотометре Молля. Яркости спектров Syrtis Major и прилегающего к нему с запада материка были сравнены с яркостями тех же длин волн солнечного спектра. Точки выбирались возможно чаще, в местах, свободных от фраунгоферовых линий, через $5—10 \text{ \AA}$. Результаты этих измерений изображены на фиг. 1. Приведенные на ней кривые составлены по двум снимкам с экспозициями 55 и 8 мин. , перекрывавшимися в участке спектра от 5000 до $5500 \text{ \AA}$. Эти снимки были получены не только в момент хороших условий земной атмосферы, но, повидимому, и в момент нормального прояснения атмосферы Марса. На фиг. 1, по оси ординат отложены десятичные логарифмы яркости деталей Марса по отношению к яркости Солнца: $\lg I_s/I_\odot$. Руководствуясь данными, приведенными в начале статьи, нульпункт был выбран так, чтобы возможно лучше воспроизвести монохроматическое альbedo. Таким образом, кривые фиг. 1 дают приблизительное значение процента энергии, отраженной от поверхности Марса, по отношению к энергии падающей.

Кривые на фиг. 1 во всех подробностях удивительно сходны между собой. Очевидно, постепенное убывание контраста между материком и морем следует целиком относить за счет влияния атмосферы Марса. Как видно из графика, влияние атмосферы можно проследить вплоть до красных лучей: $\lambda \approx 6000\text{--}6500 \text{ \AA}$. Получается замечательное подтверждение высказанного выше взгляда, согласно которому окраска Марса является следствием спектральных свойств его атмосферы. Фиг. 1 показывает, что море имеет красный цвет и только по контрасту с материком выглядит зеленым. Благодаря атмосфере такую окраску получит всякая площадка с меньшей отражательной способностью, чем материк. Обозначим собственные отражательные способ-



Фиг. 1.

ности материка и моря через $\bar{I}(\lambda)$ и $\bar{I}_1(\lambda)$ соответственно. Итак, из сходства кривых фиг. 1 заключаем, что

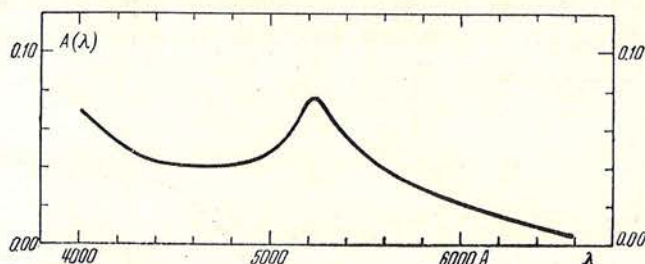
$$\bar{I}(\lambda) = k\bar{I}_1(\lambda), \quad (1)$$

где k — коэффициент контраста, не зависящий от длины волны. Значение k можно непосредственно найти по отношению интенсивностей на красном конце кривых фиг. 1 ($\lambda \sim 6500 \text{ \AA}$). Получается $k = 2.15$. Важно отметить, что для инфракрасных лучей Кейпер получил $k = 2$, т. е. приблизительно то же значение [2].

Соотношение (1) будет точно выполняться, если поверхность моря представляет собой материк, покрытый темными пятнами. Площадь этих пятен должна приблизительно равняться площади светлых промежутков. Такая мозаичная структура морей Марса подозревалась рядом исследователей, проводивших визуальные наблюдения планеты. Это представление подтверждается также исследованиями Долфуса [3], согласно которым море и материк показывают одинаковую поляризацию. Можно предполагать, что темные пятна на поверхности моря представляют собой острова растительности. Действительно, благодаря большому числу происходящих отражений растительность должна

обладать свойствами, близкими к абсолютно черному телу и, следовательно, иметь очень низкое альbedo. Изложенное показывает, что при разрешающей силе современных инструментов должны оставаться безрезультатными поиски полос хлорофилла или других особенностей растений по спектрограммам марсианских морей.

Покажем теперь, что применение условия (1) к кривым фиг. 1 позволяет вполне строго найти отражательную способность атмосферы Марса. Действительно, наблюдаемое альbedo материка $I(\lambda)$ и моря $I_1(\lambda)$ должны получаться умножением $\bar{I}(\lambda)$ и $\bar{I}_1(\lambda)$ на экспоненциальные



Фиг. 2.

множители ослабления света при двойном прохождении атмосферы и прибавлением отражательной способности (альbedo) атмосферы $A(\lambda)$:

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= \bar{I}(\lambda) e^{-2\tau_\lambda} + A(\lambda), \\ I_1(\lambda) &= \bar{I}_1(\lambda) e^{-2\tau_\lambda} + A(\lambda), \end{aligned} \quad (2)$$

где τ_λ — сумма оптических глубин рассеяния и истинного поглощения

$$\tau_\lambda = \tau_s + \tau_x. \quad (3)$$

Умножая второе равенство формулы (2) на k и вычитая отсюда равенство первое, при помощи условия (1) находим

$$A(\lambda) = \frac{kI_1(\lambda) - I(\lambda)}{k - 1}. \quad (4)$$

Таким образом, принимая полученное выше значение $k = 2.15$, можно по кривым фиг. 1 вычислить значения отражательной способности атмосферы Марса для различных длин волн. Результаты этих вычислений содержатся в табл. 1 и представлены графически на фиг. 2. Вычтем в системе (2) первое уравнение из второго. Тогда

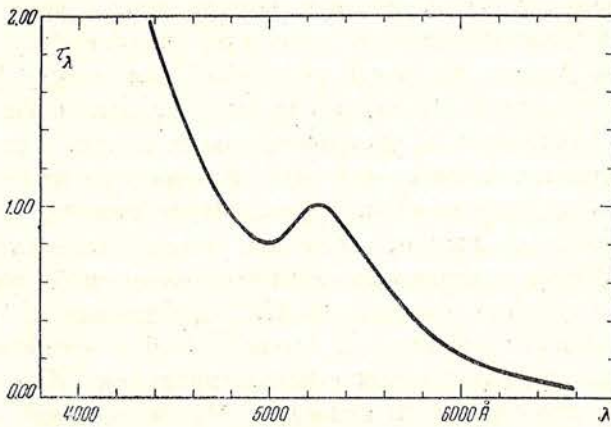
$$\bar{I}_1(\lambda) e^{-2\tau_\lambda} = \frac{I(\lambda) - I_1(\lambda)}{k - 1}. \quad (5)$$

Фиг. 1 показывает, что в фиолетовых лучах правая часть этого равенства обращается в нуль с точностью до 5% (точность фотографической фотометрии). Поэтому при $\lambda < 4200 \text{ Å}$, $I_1(\lambda) e^{-2\tau_\lambda} < 0.003$. Совершенно невозможно допустить столь малое альbedo $\bar{I}_1(\lambda)$ у поверхности моря. Приходится считать $\tau_\lambda > 1$. Следовательно, окраска Марса в значительной степени зависит от его атмосферы. Как первое приближение

Таблица 1

$\lambda, \text{\AA}$	$A(\lambda)$	$\lambda, \text{\AA}$	$A(\lambda)$
6500	0,00	5000	0,048
6100	0,020	4900	0,045
5900	0,028	4800	0,042
5600	0,040	4600	0,042
5400	0,058	4500	0,042
5200	0,076	4300	0,045
5100	0,060	4100	0,063

естественно принять, что окраска Марса целиком определяется его атмосферой, т. е. что $\bar{I}(\lambda)$ и $\bar{I}_1(\lambda)$ не зависят от длины волны. Так как кривая $I(\lambda)$ фиг. 1 в красной части спектра продолжает повышаться, нам придется принять для $\bar{I}(\lambda)$ несколько большее значение. Ориентировочно будем считать собственное альbedo поверхности мате-



Фиг. 3.

рика $\bar{I}(\lambda) \approx 0.45$. Тогда по формуле (5), пользуясь значениями $A(\lambda)$ таблицы, можно определить полную оптическую глубину атмосферы Марса τ_λ в зависимости от длины волны. Эта зависимость изображена на фиг. 3.

При помощи кривых $A(\lambda)$ и τ_λ , применяя теорию рассеяния, принципиально можно найти отношение коэффициентов рассеяния и поглощения в атмосфере Марса. Однако приблизительный характер наших данных вряд ли может оправдать необходимый для этого сложный количественный расчет. Поэтому ограничимся только качественными выводами.

1) Большие оптические глубины при малом альbedo атмосферы показывают, что коэффициент поглощения значительно превосходит коэффициент рассеяния. В этом смысле атмосфера Земли имеет свойство противоположное атмосфере Марса. Повидимому, в атмосфере Марса

значительно больше взвешенных частиц, вследствие чего Марс имеет красный цвет, Земля же должна казаться голубой звездой. Происходит это, вероятно, из-за того, что атмосферу Земли очищает от пыли вода, которой очень мало на Марсе.

2) Сходство кривых $A(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$, совпадение их максимумов в зеленых лучах ($\lambda \approx 5300 \text{ \AA}$) показывают возрастание коэффициента рассеяния при увеличении коэффициента поглощения. Этот вполне естественный ход подтверждает справедливость принятого нами допущения об отсутствии заметной собственной окраски поверхности Марса.

3) Фиг. 2 и 3 показывают, что на постепенный спад кривых $A(\lambda)$ и τ_λ в сторону длинных волн накладывается дополнительное поглощение и рассеяние в зеленых лучах. Приходится заключить, что не только фиолетовая, но и желто-зеленая дымка — нормальное свойство атмосферы Марса. Как известно, временные усиления желто-зеленой дымки, вуализующие детали Марса, не сказываются на снимках, полученных в синих лучах. Таким образом, повышение поглощения в синих и зеленых лучах в атмосфере Марса имеют разные причины.

Противостояние 1954 г. соответствовало эпохе равнодействий на Марсе. Поэтому наблюдавшиеся полярные шапки были выражены слабо и нам не удалось получить пригодных для спектрофотометрических измерений снимков. Полярные шапки выглядят очень контрастно на снимках в фиолетовых и ультрафиолетовых лучах. Однако на наших спектрограммах видно, что этот контраст не может полностью компенсировать крутого падения в фиолетовую сторону спектра кривых фиг. 1. Полярные шапки, как и все детали поверхности Марса, имеют красный цвет и только по контрасту кажутся белыми. Впервые это обстоятельство было отмечено Н. П. Барабашевым и А. Т. Чекирда [4]. Получается подтверждение взгляда Райта, согласно которому полярные шапки синефиолетовых снимков являются облачными образованиями; расположенными в атмосфере Марса на такой высоте, что на них мало влияет фиолетовое поглощение.

Полученные результаты говорят о том, что все детали Марса имеют слабовыраженную собственную окраску и что наблюдаемое разнообразие цветовых оттенков обуславливается свойствами атмосферы. Поэтому сравнение цвета Марса в визуальной части спектра с образцами земных пород не может привести к правильным выводам о свойствах поверхности Марса. Такие сравнения могут иметь реальный смысл только в области красных и инфракрасных лучей.

Литература

1. G. P. Kuiper. The Atmospheres of the Earth and Planets. Revised Edition, 390.
2. G. P. Kuiper. Там же, 363.
3. A. Dollfus. Compt. Rendus Ac. Sci, 227, 1948.
4. Н. П. Барабашев и А. Т. Чекирда. Труды Харьковской обл., 2 (40), 1952.

ДИАГРАММЫ СПЕКТР—АБСОЛЮТНАЯ ВЕЛИЧИНА ДЛЯ О-АССОЦИАЦИЙ И АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД КЛАССОВ О И В

И. М. Копылов

На основании диаграмм спектр—абсолютная величина для десяти О-ассоциаций и скопления Плеяд определены средние абсолютные величины звезд А0—О9, входящих в классы светимости Ia, Ib и III по Моргану [1—3], и звезд О5—О8 в предположении, что абсолютные величины звезд А0—О9 главной последовательности (класс светимости V), соответствуют выведенным Морганом [3].

Абсолютные величины горячих гигантов и сверхгигантов используются для решения широкого круга проблем астрофизики и звездной астрономии.

Происхождение и эволюция звезд, структура Галактики и ее составных частей—спиральных ветвей, звездных облаков, ассоциаций и скоплений, определение расстояний в Галактике и отчасти во внегалактическом пространстве, кинематика и динамика Галактики, физическое состояние, температура и движение диффузных туманностей и межзвездной среды, строение звездных атмосфер и фотосфер горячих звезд,— все это и многие другие вопросы для своего решения требуют знания температур (спектральных классов) и абсолютных величин горячих гигантов и сверхгигантов.

Задача определения абсолютных величин горячих звезд имеет большую историю и большую литературу, на которых мы не имеем возможности подробно останавливаться. Укажем лишь, что по мере усовершенствования методов определения абсолютных величин звезд расхождения в шкалах абсолютных величин для звезд спектральных классов О и В, установленных различными исследователями, становятся все меньше и меньше.

Определение спектральных классов и абсолютных величин звезд занимает сейчас наиболее важное место в работах Иеркской обсерватории. Система спектральных классов и абсолютных величин была разработана в Иеркской обсерватории Морганом и Кинаном—система МКК (1943 г.) [1]; в дальнейшем появилась еще более усовершенствованная

система МК (1953 г.) [2], наиболее обширная и наиболее употребительная в настоящее время.

Критерии определения спектральных типов в данной системе есть общепризнанные критерии, подобранные применительно к используемой дисперсии.

По абсолютным величинам звезды в системе МКК разбивались на пять классов светимости I—V [1]. Позднее класс IV для спектральных типов O9—B5 был исключен, как практически совпадающий с V, а класс I был разделен на два подкласса Ia и Ib [2]. Таким образом, к настоящему времени в системе МК установлены следующие классы светимости: Ia — сверхгиганты яркие, Ib — сверхгиганты слабые, II — гиганты яркие, III — гиганты слабые, V — главная последовательность.

Иногда употребляется класс светимости Iab — промежуточный между Ia и Ib.

Шкала перехода от классов светимости к абсолютным величинам для звезд различных спектральных классов приводится в [3].

Следует отметить, однако, что критерии светимости разработаны только применительно к звездам спектральных классов O9 и позже. Для звезд более ранних спектральных классов, от O5 до O8, не дается никаких классов светимости и, следовательно, не дается никакой шкалы для абсолютных величин этих звезд. Из звезд типа O5—O8 обычно выделяются только звезды O₇, обладающие характеристиками сверхгигантов. Однако вопрос об абсолютных величинах этих звезд также пока остается открытым, несмотря на его большую важность.

Известно, например, большое число эмиссионных туманностей, имеющих в качестве возбуждающих звезд именно звезды типов O5—O8. Звезды O, как одни из абсолютно наиболее ярких звезд, могли бы служить хорошими индикаторами расстояний до диффузных туманностей в Галактике и для выявления спиральных ветвей [4]. Поэтому решение вопроса об абсолютных величинах звезд O5—O8 не только значительно расширило бы известный материал об абсолютных величинах горячих звезд, но позволило бы выяснить, как ведут себя последовательности классов светимости I—V по мере перехода к звездам более ранним, чем B0, что не может не принести известной пользы при решении таких узловых вопросов космогонии, как вопросы происхождения и эволюции горячих звезд различных последовательностей.

Мы предприняли попытку установить шкалу абсолютных величин звезд O5—O8 и заново определить ход последовательностей I—III.

Для наиболее точной оценки абсолютных величин звезд ранних спектральных классов обычно используется факт их принадлежности к галактическим скоплениям, расстояния до которых определяются по входящим в эти скопления звездам более поздних спектральных классов, абсолютные величины которых достаточно хорошо известны.

Мы решили воспользоваться этим методом для определения абсолютных величин звезд O5—O9, сверхгигантов Ia, Ib и горячих звезд,

образующих последовательности II и III, считая, что абсолютные величины звезд главной последовательности (класс светимости V) известны по данным Моргана [3]. Для расширения материала мы решили использовать этот метод применительно к O-ассоциациям, которые в достаточном числе содержат звезды всех указанных классов светимости.

Отметим только, что в случае звездных ассоциаций, имеющих значительно большие размеры, чем галактические скопления, средние абсолютные величины звезд будут определяться с несколько большей дисперсией, вызванной различием расстояний до звезд у ближнего и дальнего краев ассоциации (в предположении, что поглощение света учитывается отдельно для каждой звезды).

Исходя из существующих размеров ассоциаций, можно оценить, насколько увеличится дисперсия определяемых абсолютных величин по сравнению с таковой для звезд в скоплениях. Оценки показывают, что за счет влияния размеров ассоциаций дисперсия увеличится лишь незначительно.

В самом деле, согласно П. П. Паренаго [5], средняя квадратичная ошибка в определяемой абсолютной величине звезды, складывающаяся из целого ряда ошибок, составляет не менее $0^m.7$. Различие же расстояний для звезд у ближнего и дальнего края ассоциации ($\Delta R \sim 50-200$ пс) приводит к средней квадратичной ошибке порядка $0^m.2-0^m.3$.

Следовательно, можно считать, что в реальных ассоциациях дисперсия абсолютных величин звезд должна увеличиться лишь незначительно по сравнению с дисперсией, получаемой для звезд в галактических скоплениях.

Для практического решения вопроса мы построили диаграммы спектр—абсолютная величина для наиболее хорошо изученных O-ассоциаций, в которых представлены и горячие звезды главной последовательности и горячие звезды более высоких светимостей.

Были рассмотрены следующие ассоциации: Персей II [6, 7, 8], Орион [9, 10], Цефей II [11], Скорпион I [12], недавно обнаруженная небольшая ассоциация в Лебеде [13], ассоциации Ящерица I [14], Жираф I, Возничий I, Единорог I и Персей I [15]. Кроме того, были использованы данные о наиболее ярких звездах в Плеядах [2].

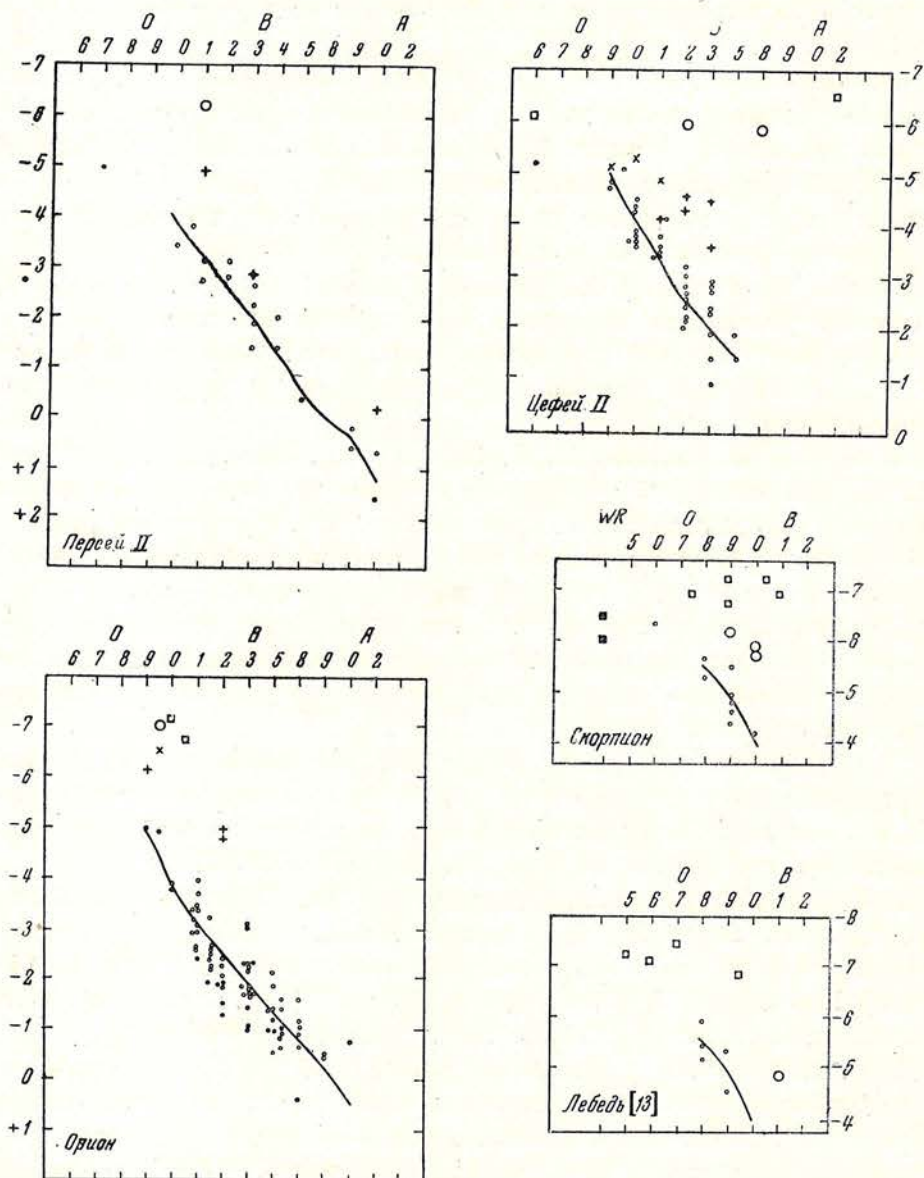
Поглощение света учитывалось для каждой звезды в отдельности, с использованием, помимо перечисленных работ, каталога цветов звезд В [16]. Переход от избытка цвета звезд к общему визуальному поглощению совершался при помощи множителя 6.1 [17]. Нормальные цвета звезд O и B были взяты также по [17].

Таким образом были построены для десяти O-ассоциаций диаграммы спектр—видимая величина (исправленные за поглощение света). Некоторые из этих диаграмм приводятся на фиг. 1.

Далее мы поступали следующим образом. Считая, что абсолютные величины звезд класса светимости V известны и определяются соответствующими значениями из [3], мы совместили главные последова-

тельности (V) диаграмм Рессела для всех указанных ассоциаций.

Сводная диаграмма спектр—абсолютная величина приводится на фиг. 2, где звезды класса V нанесены точками, звезды классов



Фиг. 1. Диаграммы спектр—абсолютная визуальная величина для пяти О-ассоциаций: Персей II, Орион, Цепей II, Скорпион I и Лебедь [13].

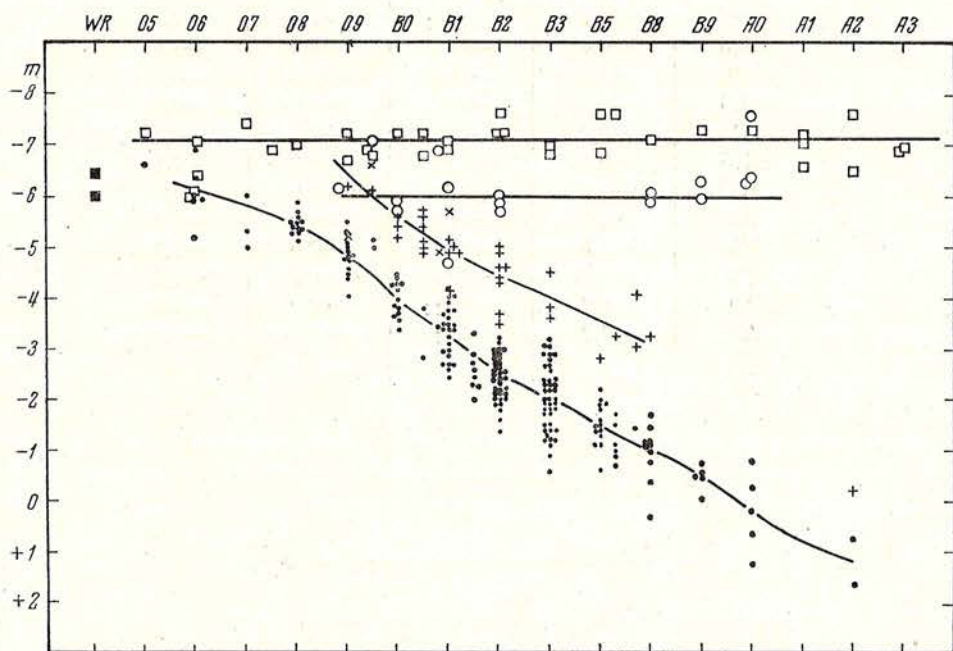
II и III — крестиками, класса Ib — светлыми кружками, класса Ia — светлыми квадратами, звезды типа Вольфа-Райе — черными квадратами.

Рассматривая полученную диаграмму, можно сделать следующие выводы:

1) Главная последовательность простирается в сторону ранних спектральных классов вплоть до O5, к которому слева примыкают звезды типа Вольфа-Райе.

2) Абсолютные величины звезд класса светимости Ia (звезды спектральных классов ранее O9 сопровождаются индексом f) в пределах изученных спектральных классов от A3 до O5 можно принять равными в среднем $-7^m.1$ со сравнительно небольшой дисперсией.

3) Весьма немногочисленные представители звезд класса II (яркие гиганты) по своим абсолютным величинам попадают или на последовательность III, или на последовательность Ib.



Фиг. 2. Сводная диаграмма спектр—абсолютная визуальная величина для десяти O-ассоциаций и Плеяд.

4) Последовательность Ib в пределах спектральных классов от A0 до O9 идет примерно параллельно последовательности Ia.

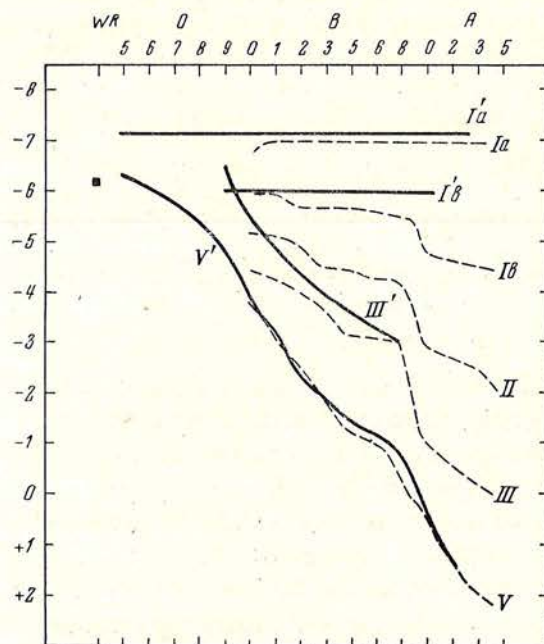
5) Последовательность III (слабые гиганты) идет параллельно последовательности V от B8 до O9.

Вблизи спектрального класса O9.5 последовательности Ib и III сливаются, а возможно, и пересекаются.

Исходя из изложенного, мы склонны считать, что в области спектральных классов от A2 до O9 следует сохранить лишь последовательности Ia, Ib, III и V. В области же спектральных классов O8—O5 в настоящее время можно ограничиться пока двумя последовательностями: главной последовательностью V и последовательностью сверхгигантов (Of).

Таблица

Спектральный класс	Класс светимости			
	V	III	Ib	Ia
O5	$-6^m3:$	—	—	-7^m1
O6:	$-6,1$	—	—	$-7,1$
O7	$-5,8$	—	—	$-7,1$
O8	$-5,4$	—	—	$-7,1$
O9	$-4,9$	$-6^m5:$	-6^m0	$-7,1$
O9,5	$-4,4$	$-5,9$	$-6,0$	$-7,1$
B0	$-4,0$	$-5,5$	$-6,0$	$-7,1$
B0,5	$-3,6$	$-5,3$	$-6,0$	$-7,1$
B1	$-3,3$	$-4,9$	$-6,0$	$-7,1$
B1,5	$-2,8$	$-4,7$	$-6,0$	$-7,1$
B2	$-2,5$	$-4,4$	$-6,0$	$-7,1$
B3	$-2,0$	$-4,0$	$-6,0$	$-7,1$
B5	$-1,5$	$-3,6$	$-6,0$	$-7,1$
B8	$-1,0$	$-3,1$	$-6,0$	$-7,1$
A0	$+0,2$	$-1,5::$	$-6,0$	$-7,1$
A2	$+1,2$	$-0,2:$	$-6,0$	$-7,1$



Фиг. 3. Последовательности Ia, Ib, II, III, V по Моргану [3] (пунктирные линии) и последовательности Ia', Ib', III' и V' по данным табл. 4 (сплошные линии).

В соответствии с фиг. 2 составлена таблица 1, в которой приводятся средние абсолютные величины, определенные для звезд спектральных классов O5—A2, входящих в различные последовательности.

На фиг. 3 показан ход различных последовательностей на диаграмме спектр—абсолютная величина согласно данным Моргана [3] и согласно табл. 1.

Литература

1. W. W. Morgan, P. C. Keenan, a. E. Kellman. *An Atlas of Stellar spectra*. 1943.
 2. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. *Ap. J.* 117, 313, 1953.
 3. J. A. Hynek (ed). *Astrophysics*. New York, 1951.
 4. В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 88, 1954.
 5. П. П. Паренаго. *Астр. журн.* 22, 129, 1945.
 6. A. Blaauw. *B. A. N.* 11, No. 433, 1952.
 7. D. L. Harris, W. W. Morgan, N. G. Roman. *Ap. J.* 119, 622, 1954.
 8. J. L. Greenstein. *Ap. J.* 107, 375, 1948.
 9. St. Sharpless. *Ap. J.* 116, 251, 1952.
 10. П. П. Паренаго. *Астр. журн.* 30, 249, 1953.
 11. Б. Е. Маркарян. *Сообщ. Бюраканской обсерв.* 11, 1953.
 12. R. R. Brownlee, A. N. Cox. *Ap. J.* 118, 165, 1953; W. W. Morgan, Crac. Gonzalez a. Guill. Gonzalez. *Ap. J.* 118, 323, 1953.
 13. H. L. Jonson a. W. W. Morgan. *Ap. J.* 119, 344, 1954.
 14. A. Blaauw a. W. W. Morgan. *Ap. J.* 117, 256, 1953.
 15. W. W. Morgan, A. E. Whitford a. A. D. Code, *Ap. J.* 118, 318, 1953.
 16. J. Stebbins, C. M. Huffer a. A. B. Whitford. *Ap. J.* 91, 20, 1940.
 17. W. W. Morgan, D. L. Harris a. H. L. Johnson. *Ap. J.* 118, 92, 1953.
-

О ПРИСУТСТВИИ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И ДРУГИХ ПЛАНЕТ НЕОТОЖДЕСТВЛЕННОЙ МОЛЕКУЛЫ АТМОСФЕРЫ ВЕНЕРЫ

Н. А. Козырев

В результате фотометрических измерений в спектре Солнца у горизонта были обнаружены полосы V_1 и V_2 , найденные нами ранее в спектре Венеры. Интенсивности этих полос показывают, что содержание создающей их молекулы в земной атмосфере почти в десять раз меньше, чем в атмосфере Венеры. Полосы V_1 и V_2 присутствуют и в спектре неба в зените, причем их интенсивность достигает максимального значения при зенитном расстоянии Солнца $z_0 = 85^\circ$. Отсюда следует, что молекула образует слой, расположенный на высоте около 9 км над поверхностью Земли. Спектры Вегы, снятые у горизонта, непосредственно показывают полосы V_1 и V_2 и подтверждают наличие у них резких фиолетовых кантов. По этим спектрам уточнено положение кантов: $\lambda_1 = 4382 \pm 1 \text{ \AA}$ (V_1) и $\lambda_2 = 4109 \pm 1 \text{ \AA}$ (V_2). В спектрах Марса и Юпитера следов полос V_1 и V_2 обнаружить не удалось.

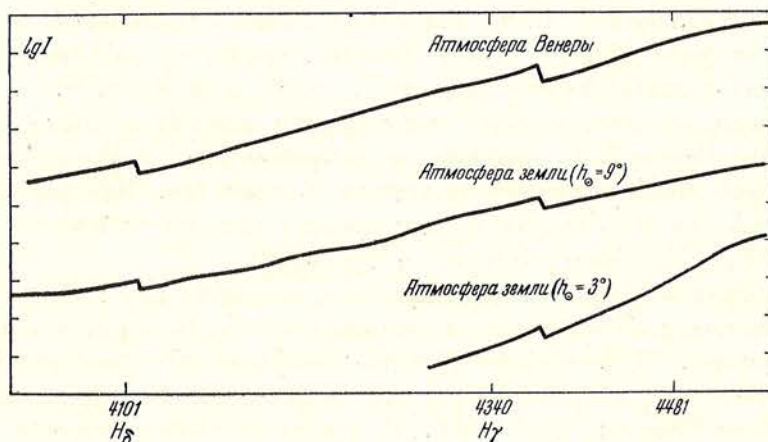
Фотометрическое сравнение спектров Венеры и Солнца, снятых при одинаковом зенитном расстоянии, позволило обнаружить в спектре Венеры две слабых полосы поглощения: V_1 ($\lambda_1 \approx 4372 \text{ \AA}$) и V_2 ($\lambda_2 \sim 4120 \text{ \AA}$) [1]. Интенсивность полосы V_1 несколько больше интенсивности полосы V_2 . Обе полосы имеют с фиолетовой стороны резкие канты, глубина которых порядка 0.03—0.04 десятичного логарифма яркости. Красное оттенение этих полос прослеживается на 40—60 $\text{\AA}$ от канта. К сожалению, на основе опубликованных данных о молекулярных спектрах не удалось отождествить молекулу атмосферы Венеры, которая создает эти полосы. Поэтому оставалось продолжить исследование свойств этой молекулы астрономическими методами. Поскольку Венера относится к планетам земного типа, важно было в первую очередь выяснить присутствие этой молекулы в атмосферах Марса и Земли.

Во время противостояния Марса, летом 1954 г., на 50-дюймовом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории нами были получены спектрограммы Марса при помощи спектрографа, которым производилось исследование атмосферы Венеры (дисперсия $\sim 23 \text{ \AA/мм}$). Эти снимки были фотометрически сравнены со спектрограммами Солнца, полученными на тех же зенитных расстояниях. Методика сравнения

была совершенно такой же, какая применялась при обработке спектрограмм Венеры [1].

В основном были исследованы области Марса, близкие к центру диска. Не удалось обнаружить никаких полос, принадлежащих атмосфере Марса. Особенно тщательно были изучены области спектра, где расположены полосы V_1 и V_2 . Можно утверждать, что если в спектре Марса полосы V_1 и V_2 и присутствуют, то их яркость по крайней мере в три раза меньше яркости этих полос в спектре Венеры.

Совершенно аналогично исследованию спектров Венеры и Марса был исследован спектр земной атмосферы. Было произведено фотометрическое сравнение спектров Солнца вблизи горизонта со спектром



Фиг. 1. Кривые потери света в атмосферах Венеры и Земли (12 июня 1954 г.). Одно деление вертикального масштаба составляет 0.1 десятичного логарифма яркости.

Солнца при малом зенитном расстоянии. Для возможно большего числа точек по длинам волн из логарифмов яркости спектра Солнца около горизонта вычитались логарифмы яркости спектра Солнца при малом зенитном расстоянии. Полученные таким образом кривые потери света в земной атмосфере, соответствующие воздушным массам $M(z) - 1.1$ (спектр сравнения был снят при $h_{\odot} = 65^{\circ}$), изображены на фиг. 1. Для сравнения приведена кривая поглощения атмосферы Венеры. На этой фигуре горизонтальный масштаб не переведен в длины волн и пропорционален масштабу пластинки.

Фиг. 1 показывает, что полосы V_1 и V_2 атмосферы Венеры присутствуют и в спектре атмосферы Земли. Важно отметить, что сильные падения яркости в фиолетовую сторону спектров Венеры и атмосферы Земли вызываются совершенно различными причинами. В спектре Венеры падение яркости обуславливается истинным поглощением, т. е. преобразованием радиации в тепловую энергию. В спектре земной атмосферы падение яркости получается из-за рассеяния света. Полосы же поглощения V_1 и V_2 получаются в обоих случаях.

Таким образом, расположение полос V_1 и V_2 в области сильного фиолетового поглощения непрерывного спектра Венеры оказывается случайным. Поэтому сделанное нами в предыдущей работе [1] заключение о том, что фиолетовое поглощение в спектре Венеры молекулярного происхождения, видимо, ошибочно. Скорее всего резкое усиление поглощения в фиолетовой части спектра Венеры является особенностью аэрозолей, присутствующих в атмосфере Венеры. В связи с этим должна быть изменена и интерпретация ультрафиолетовых снимков Росса, приведенная в упомянутой работе. Возможно, что темным пятнам на фотографиях Росса соответствуют места атмосферы Венеры с повышенным содержанием этих аэрозолей. Надо отметить, что возможна и другая интерпретация этих снимков, основанная на заключении В. В. Шаронова о существовании в верхних слоях атмосферы Венеры тонкого полупрозрачного облачного слоя [2]. Эти облака должны лучше выделяться на темном фоне, т. е. в тех длинах волн, которые сильнее поглощаются лежащими ниже слоями атмосферы Венеры. В красных и инфракрасных лучах атмосфера Венеры рассеивает свет без заметного поглощения. Поэтому облака здесь можно увидеть только по изменению интенсивности полос поглощения CO_2 , что и было обнаружено Кейпером.

Возвращаясь к фиг. 1, надо отметить, что даже при низком положении Солнца полосы V_1 и V_2 в земной атмосфере слабее, чем в атмосфере Венеры. В атмосфере Венеры свет проходит две воздушные массы. Поэтому оптическая толща, создаваемая нашей молекулой, в атмосфере Венеры: $K_{\odot} = 0.050$. В земной атмосфере, при $h_{\odot} = 9^\circ$, воздушная масса $M(z) - 1.1 = 5$. Поэтому оптическая толщина слоя молекулы в земной атмосфере: $K_{\oplus} = 0.015$. Кривые роста молекул O_2 и CO_2 земной атмосферы дают приблизительно следующую зависимость K от числа молекул n : $K \sim n^{2/3}$. Применяя эту зависимость к нашему случаю, находим, что содержание неизвестной молекулы в атмосфере Венеры в шесть раз больше, чем в атмосфере Земли. Спектр Солнца, снятый при $h_{\odot} = 3^\circ$, трудно измерять из-за сильного падения яркости в фиолетовую сторону спектра. Возможно, что поэтому полоса V_1 оказалась неусиленной в сравнении со спектром более высокого Солнца. Поскольку дождевые полосы усилились очень заметно, можно все же полагать, что воздушные массы, соответствующие нашей молекуле, нарастают с опусканием Солнца медленнее, чем для обычных теллурических полос. Это говорит о том, что наша молекула образует слой, находящийся на некоторой высоте над поверхностью Земли, подобный слою озона. Поэтому для изучения распределения молекулы в атмосфере естественно применить методику исследования слоя озона, т. е. снимать спектр неба в зените, при различных высотах Солнца.

Яркость неба в зените для различных длин волн и при разной высоте Солнца над горизонтом можно вычислить следующим образом. Ограничимся рассмотрением рассеяния первого порядка и будем пре-

небрегать эффектом кривизны слоев земной атмосферы, т. е. будем считать зенитное расстояние Солнца z не зависящим от высоты слоя над поверхностью земли. В вертикальном столбе воздуха, расположенном над наблюдателем, элементарный объем, находящийся на оптической глубине τ , будет освещаться Солнцем, яркость которого ослаблена в $e^{-\tau \sec z}$ раз. Умножая эту яркость на рассеивающую способность элемента объема, которую будем считать пропорциональной $d\tau$, а затем на фактор ослабления света при прохождении вертикального столба воздуха $e^{-(\tau_0-\tau)}$ (где τ_0 — полная оптическая толщина атмосферы в данной длине волны), найдем яркость этого элемента атмосферы, видимую наблюдателем. Полная яркость неба $I(\lambda)$ получится интегрированием этого выражения по τ

$$I(\lambda) \sim \int_0^{\tau_0} e^{-\tau(\sec z - 1)} e^{-\tau_0} d\tau = \frac{e^{-\tau_0}}{\sec z - 1} [1 - e^{-\tau_0(\sec z - 1)}]. \quad (1)$$

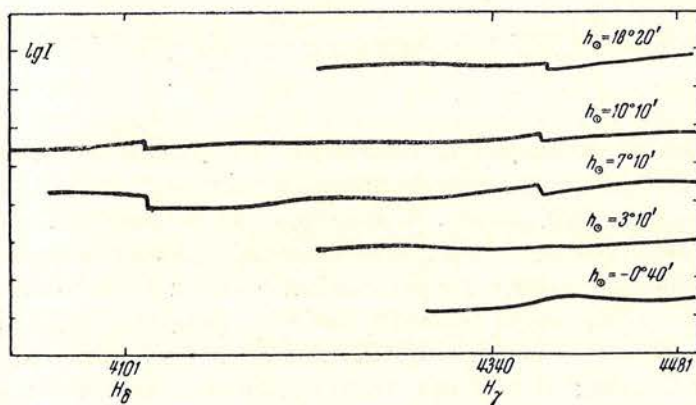
Коэффициент пропорциональности в этой формуле зависит от z согласно индикатриссе рассеяния и в случае чистого рассеяния не зависит от длины волны. Выражение (1) показывает, что отношение интенсивностей различных длин волн спектра весьма мало меняется при изменении z — зенитного расстояния Солнца. Отсюда следуют две характерные особенности спектра неба в зените: 1) распределение энергии в спектре неба зенита мало меняется с изменением зенитного расстояния Солнца; 2) обычные теллурические полосы почти не усиливаются с увеличением зенитного расстояния Солнца. Действительно, обычные теллурические полосы создаются молекулами, объемное содержание которых пропорционально плотности воздуха, поэтому для расчета интенсивности этих полос можно пользоваться формулой (1).

Таким образом, фотометрическое сравнение спектров зенита при низком и высоком Солнце должно дать плавное небольшое уменьшение интенсивности в фиолетовую сторону спектра, без обычных теллурических полос. Фиг. 2 воспроизводит серию кривых яркости спектра зенита в области полос V_1 и V_2 при низких высотах Солнца, полученных по отношению к яркости спектра зенита при высоком Солнце ($h_\odot = 40^\circ$). Эти кривые показывают усиление полос V_1 и V_2 при опускании Солнца до высоты $7-5^\circ$. При более низком положении Солнца происходит резкое исчезновение полос.

Итак, наше предположение о том, что молекула образует слой, находящийся на некоторой высоте над поверхностью Земли, получило полное подтверждение. Действительно, вначале, при опускании Солнца, эффект поглощения тонким слоем будет усиливаться в спектре зенита, но при очень низком Солнце из-за сильного поглощения света спектр зенита будет создаваться верхними слоями воздуха, освещенными лучами Солнца, не прошедшими через этот слой. В результате получится максимум интенсивности полос при некоторой высоте Солнца

$h_{\max}$. Очевидно, что $h_{\max}$ зависит от высоты слоя над поверхностью Земли.

Картину, сходную с фиг. 2, дают полосы озона, с той разницей, что для них $h_{\max}$ значительно меньше, порядка $3-2^\circ$. Метод определения высоты слоя озона по $h_{\max}$, развитый Гетцем и Добсоном, показывает, что $h_{\max} \approx 3^\circ$ соответствует высоте слоя озона порядка 25 км над поверхностью Земли. Из того обстоятельства, что для нашей молекулы $h_{\max}$ существенно больше, непосредственно следует, что она образует слой, расположенный значительно ниже озонового экрана. Применительно к озону метод Гетца и Добсона требует больших вычислений. В нашем случае задача чрезвычайно упрощается из-за малой оптической толщины слоя K и большого значения $h_{\max}$. Послед-



Фиг. 2. Распределение энергии в спектре зенита при различных высотах Солнца 7 октября 1954 г. в сравнении со спектром зенита при высоком положении Солнца ($h_{\odot} = 40^\circ$). Одно деление вертикального масштаба равно 0.1 десятичного логарифма яркости.

нее обстоятельство позволяет в некотором приближении пренебрегать кривизной слоев земной атмосферы.

Будем считать, что наша молекула расположена в бесконечно тонком слое на оптической глубине τ_1 от верхней границы земной атмосферы. Оптическая толщина истинного поглощения этого слоя равна K . Интенсивность спектра зенита внутри молекулярной полосы можно получить тем же способом, каким было получено выражение (1) для интенсивности спектра вне полосы. В нашем случае разобьем интеграл формулы (1) на два интеграла в пределах $(0, \tau_1)$ и (τ_1, τ_0) . В первом интеграле будут учтены слои воздуха, освещенные лучами Солнца, не проходившими через поглощающий слой молекулы. Таким образом, первый интеграл будет отличаться от (1) только множителем e^{-K} , учитывающим поглощение молекулярным слоем вертикально идущего света неба. Второй же интеграл будет отличаться от (1) множителем $e^{-K \sec z}$. Этот множитель учитывает поглощение солнечных лучей,

освещающих слои воздуха, лежащие ниже поглощающего слоя. Для интенсивности спектра неба внутри полосы I_1 получается выражение:

$$I_1 \sim \left[e^{-K} \int_0^{\tau_1} e^{-\tau(\sec z - 1)} e^{-\tau_0} d\tau + e^{-K \sec z} \int_{\tau_1}^{\tau_0} e^{-\tau(\sec z - 1)} e^{-\tau_0} d\tau \right] = \\ = \frac{e^{-\tau_0}}{\sec z - 1} [e^{-K} (1 - e^{-\tau_1(\sec z - 1)}) + e^{-K \sec z} (e^{-\tau_1(\sec z - 1)} - e^{-\tau_0(\sec z - 1)})]. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) коэффициент пропорциональности один и тот же. Упрощая экспоненциальные множители, содержащие малые значения K , $K \sec z$ и пользуясь тем, что отношение I_1/I мало отличается от единицы, найдем окончательное выражение зависимости десятичного логарифма интенсивности молекулярной полосы в спектре неба от зенитного расстояния Солнца:

$$\Delta \lg_{10} I = 0.43K \left[1 + y \frac{e^{(\tau_0 - \tau_1)y} - 1}{e^{\tau_0 y} - 1} \right], \quad (3)$$

где

$$y = \sec z - 1. \quad (4)$$

Скачок интенсивностей $\Delta' \lg_{10} I$, представленный фиг. 2, полученный по отношению к спектру неба в зените при высоком Солнце, будет определяться выражением

$$\Delta' \lg_{10} I = 0.43K y \frac{e^{(\tau_0 - \tau_1)y} - 1}{e^{\tau_0 y} - 1}. \quad (5)$$

Приравнивая нулю производную от функции (5), взятую по y , найдем следующее уравнение для τ , в зависимости от $y_{\max}$:

$$e^{(2\tau_0 - \tau_1)y} [1 - y\tau_1] + e^{\tau_0 y} [y\tau_0 - 1] - e^{(\tau_0 - \tau_1)y} [1 + y(\tau_0 - \tau_1)] + 1 = 0. \quad (6)$$

Зенитное расстояние z , входящее через $y_{\max}$ в формулу (6), должно соответствовать слоям воздуха, находящимся на некоторой высоте H — порядка 5—10 км над поверхностью Земли. Обозначим через z_0 зенитное расстояние Солнца, измеренное наблюдателем на поверхности Земли. Тогда, как легко видеть,

$$\sin z = \sin z_0 \left(1 - \frac{H}{R} \right), \quad (7)$$

где R — радиус Земли. В наших расчетах можно принимать $\frac{H}{R} = 0.001$.

Из данных фиг. 2 можно заключить, что $z_{0, \max}$ скорее всего имеет значение около 85° . Тогда по формуле (7) мы должны принять $z_{\max} = 84^\circ$ и, следовательно, $y = 9$. При таком большом y первый член формулы (6) будет значительно превышать другие члены. Ограничиваясь этим членом, получим следующее простое выражение для τ_1 :

$$\tau_1 = \frac{1}{y_{\max}}. \quad (8)$$

Итак, оптическая глубина нашего молекулярного слоя в земной атмосфере получается равной 0.11. Атмосферное давление на высоте этого слоя P_1 может быть вычислено по формуле

$$P_1 = P_0 \frac{\tau_1}{\tau_0}, \quad (9)$$

где P_0 — давление воздуха на поверхности Земли.

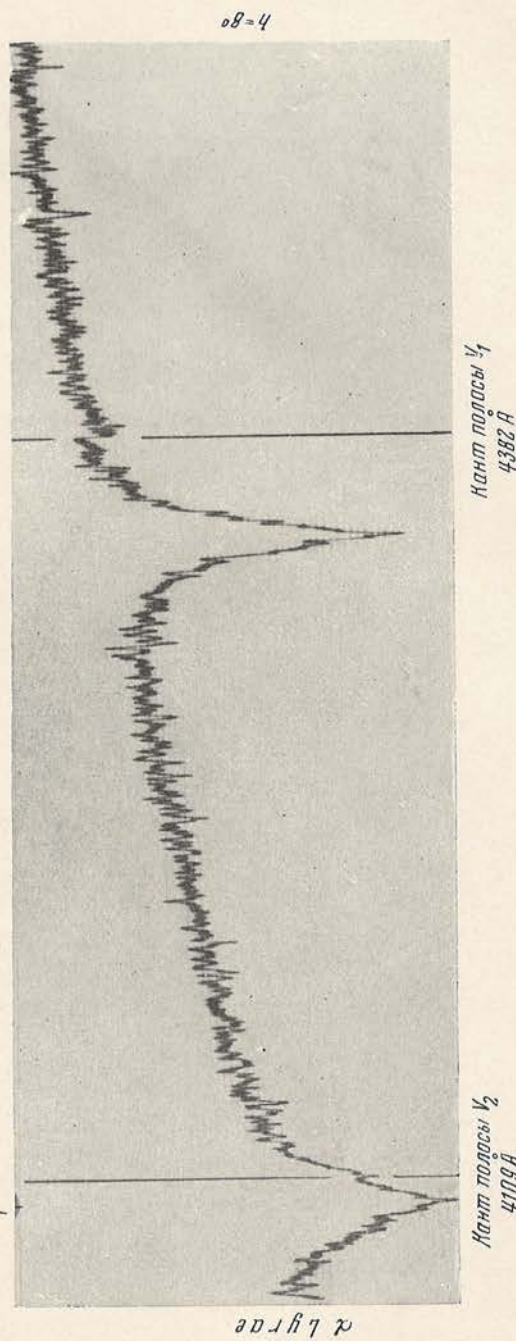
Средний коэффициент прозрачности атмосферы в Европейской части СССР для длин волн полосы V_1 (438 мμ) имеет значение: $p = 0.68$ [3]. Таким образом, $\tau_0 = 0.39$. Это значение τ_0 хорошо согласуется с нашими оценками атмосферной прозрачности для обсерватории в Партизанском, приведенными к уровню моря. В результате, по формуле (9), атмосферное давление P_1 на уровне интересующего нас слоя получается равным 220 мм. Этому давлению соответствует линейная высота слоя около 9 км над поверхностью Земли.

Принятое нами значение $z_{0, \max} = 85^\circ$ максимально возможное, поскольку при $z_0 = 87^\circ$ происходит уже полное исчезновение полос. Покажем, исходя из яркости полос, что это значение вместе с тем и минимально допустимое. Действительно, подставляя значение (8) в формулу (5), найдем следующее приближенное значение максимальной глубины полос на кривых фиг. 2:

$$(\Delta' \lg_{10} I)_{\max} = \frac{0.43}{e} Ky_{\max} = 0.16 Ky_{\max}. \quad (10)$$

Оптическая толщина слоя, $K = 0.015$, была получена нами ранее из непосредственных наблюдений спектра Солнца на разных зенитных расстояниях. Согласно фиг. 2, максимальная глубина полос не меньше 0.02. Как показывает формула (10), такая глубина может получиться при $y_{\max} \geq 9$. Поэтому принятое выше значение $\tau_1 = 0.11$ можно считать достаточно обоснованным. Для характеристики точности формулы (8) заметим, что точное решение уравнения (6) при $\tau_0 = 0.39$ дает $\tau_1 = 0.12$. К сожалению, оценка линейной высоты слоя над поверхностью Земли сильно зависит от точности определения коэффициента прозрачности атмосферы p . Например, принимая $p = 0.71$ ($\tau_0 = 0.35$), получим высоту слоя $H = 8$ км. Несмотря на эту неточность, мы все же можем с определенностью сказать, что исследуемая молекула образует слой, расположенный в самых верхних слоях тропосферы.

До сих пор полосы V_1 и V_2 получались нами только в результате фотометрической обработки регистрограмм. Совершенно невозможно увидеть эти слабые полосы на фоне солнечного спектра, испещренного фраунгоферовыми линиями. Чтобы получить эти полосы непосредственно, надо воспользоваться другим источником света, по возможности свободным от фраунгоферовых линий. Наиболее благоприятными в этом смысле будут яркие звезды типа A0. Фотометрический атлас звездных



Фиг. 3. Сравнение регистрограммы спектров α Лирь при низком и высоком положении над горизонтом (7 октября 1954 г.)

спектров Хилтнера и Вильямса [4] показывает, что из звезд этого типа наименьшее число бленд в интересующей нас области дает спектр Веги. Около полосы V_1 имеется только слабая линия Fe I 4383 Å. Полоса V_2 должна проектироваться на крыло H_β , совершенно свободное от бленд. На фиг. 3 воспроизведена регистрограмма спектра Веги, снятого 7 октября 1954 г. в часовом угле $7^h55^m - 8^h35^m$, которому соответствует средняя высота Веги над горизонтом: $h = 8^\circ$. Для сравнения приведена регистрограмма спектра, полученного при высоком положении Веги ($h = 62^\circ$).

Плотности спектров приблизительно одинаковы, причем экспозиция первого спектра равна 40 мин., второго только 1 мин. Сравнение этих регистрограмм совершенно отчетливо показывает присутствие полос V_1 и V_2 в спектре Веги, снятом на малой высоте. Положение этих полос вполне соответствует скачкам яркости на кривых фиг. 1 и 2. Теперь отчетливо видно, что наши полосы действительно имеют резкий фиолетовый кант. В области полосы V_1 характеристические кривые, построенные для этих снимков, показывают, что одному миллиметру регистрограммы соответствует 0.01 десятичного логарифма яркости. Таким образом, глубина полос в спектре Веги получается такой же, как по спектрам Солнца (фиг. 1). Полученные спектры очень полезны в том отношении, что теперь, без помех, можно получить надежные длины волн кантов этих полос. Измерения ряда регистрограмм дали следующие положения кантов:

$$\lambda_1 = 4382 \pm 1 \text{ Å} \quad \text{и} \quad \lambda_2 = 4109 \pm 1 \text{ Å}.$$

Мы видим, что длины волн кантов по измерениям солнечных спектров (приведенные в начале этой статьи) получались с существенной ошибкой, обусловленной блендами ффраунгоферовых линий.

Полосы V_1 и V_2 , вероятно, отвечают смежным колебательным переходам возбужденной молекулы. Соответствующая разность энергии колебаний получается равной $\Delta\nu = 1440 \text{ см}^{-1}$. Красное отклонение полос указывает на то, что в нормальном состоянии энергия колебаний нашей молекулы должна иметь несколько большее значение.

Мы видели, что исследуемая молекула в земной атмосфере образует слой, расположенный ниже озонового экрана. Таким образом, присутствие ее в атмосфере не может объясняться фотохимическими процессами. Скорее всего фотохимические процессы разрушают молекулу. Вероятно, этим объясняется отсутствие ее в верхних слоях атмосферы. Отсутствие же этого газа в самых нижних слоях атмосферы, возможно, связано с атмосферными осадками и, следовательно, с большой растворимостью этого газа в воде. Спектры Веги были получены нами в утренние часы, поэтому можно сказать, что содержание молекулы в атмосфере не уменьшается в течение ночи. Повидимому, молекула достаточно устойчива и небольшая ее убыль пополняется выделениями с поверхности Земли.

В небольших количествах в атмосфере присутствуют разнообразные газы, являющиеся в основном продуктом вулканической деятельности. Кроме того, присутствуют даже такие вещества, как иод и пары ртути. Однако изучение по имеющимся литературным данным спектров этих веществ не привело к отождествлению молекулы. Эту загадку, весьма интересную с точки зрения физики планет, остается решать прямым аэрологическим исследованием — химическим анализом проб воздуха, взятых с высоты около 9 км. Интересно также изучить сезонный ход содержания молекулы и ее широтное распределение.

Остановимся на вопросе о присутствии нашей молекулы в атмосферах больших планет. Атмосферы этих планет в такой степени отличаются от атмосфер планет земной группы, что присутствие полос V_1 и V_2 в их спектрах заранее кажется маловероятным. Все же для окончательного решения этого вопроса нами были исследованы специально снятые спектры Юпитера. Действительно, в спектре Юпитера следов полос V_1 и V_2 обнаружить не удалось.

Л и т е р а т у р а

1. Н. А. Козырев. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 177, 1954.
 2. В. В. Шаронов. Вестн. ЛГУ 8, 8, 51—80, 1953.
 3. Курс астрофизики и звездной астрономии, стр. 501. Гостехиздат, 1951.
 4. W. A. Hiltner a. Robley, C. Williams. Photometric Atlas of Stellar Spectra. University of Michigan Press, 1946.
-

ПАРАМЕТРЫ ПОДСИСТЕМ И АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ
ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД*И. М. Копылов и Р. Н. Кумайгородская*

Предлагается новый метод нахождения параметров галактических подсистем, исходя из видимого распределения звезд, входящих в эти подсистемы.

Параметры подсистемы (градиенты пространственной плотности в галактической плоскости и по z -координате, величины G_R и G_z) определяются как координаты точки пересечения двух зависимостей, связывающих эти градиенты между собой. Первая зависимость выражает связь между известными градиентами для уже исследованных галактических подсистем. Вторая зависимость, выведенная впервые в [19], показывает, что отношение G_R/G_z есть функция параметров видимого распределения данного типа звезд: средней (без учета знака) галактической широты и отношения числа звезд в направлении на центр и антицентр Галактики.

Показывается возможность определения по найденным параметрам подсистемы средней абсолютной величины звезд данной подсистемы.

Предлагаемый метод применяется нами для определения параметров подсистем и средних абсолютных величин долгопериодических цефеид плоской и сферической составляющих нашей Галактики.

Цефеиды были разбиты на группы по длине периода, и для каждой группы определялись градиенты G_R и G_z и M — средняя абсолютная величина. Всего использовано 117 звезд ярче 10^m для определения G_R и G_z для плоской подсистемы цефеид.

Параметры плоской подсистемы долгопериодических цефеид оказываются в среднем равными

$$\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.142 \pm 0.019 \text{ (вер. ош.)},$$

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -5.60 \pm 0.74 \text{ (вер. ош.)}; \quad \beta = 77 \pm 10 \text{ пс.}$$

По найденным абсолютным величинам для групп цефеид с различными периодами определялась зависимость период — светимость, идущая примерно параллельно зависимости, полученной Б. В. Кукаркиным в 1949 г. [7], но смещенная относительно последней на $-1^m 39$.

Величина этой поправки сравнивалась с ее значениями, полученными в разное время другими авторами. Среднее весовое из семи определений составляет $-1^m 26 \pm 0^m 04$ к нулюпункту Б. В. Кукаркина (1949 г.).

Определяются параметры G_R и G_z для сферической подсистемы долгопериодических цефеид.

Получено

$$\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.251 \pm 0.003 \text{ (вер. ош.)},$$

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -0.9 \pm 0.1 \text{ (вер. ош.)}; \beta \sim 480 \text{ пс.}$$

Определения абсолютных величин для цефеид различных периодов позволяют и в этом случае построить зависимость период — светимость. Зависимость оказывается параллельной аналогичной зависимости для цефеид плоской составляющей и определяется нульпунктом $M = -0^m 85$ при $\lg P = 0.826$. В таком случае оказывается, что для короткопериодических цефеид средняя абсолютная фотографическая величина равна $+0^m 65$ в хорошем согласии с определениями Е. Д. Павловской [14] и П. П. Паренаго [15].

Различие в нульпунктах зависимостей период — освещенность для цефеид плоской и сферической подсистем составляет не $1^m 5$, как предполагалось в последнее время, а $2^m 67$.

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Знание достаточно точных значений абсолютных величин долгопериодических цефеид исключительно важно для определения расстояний в метagalактическом пространстве, в нашей Галактике и для решения многих других вопросов звездной астрономии и астрофизики. Все наши представления о расстояниях до внегалактических туманностей основаны на допущении о применимости к долгопериодическим цефеидам в других галактиках фундаментальной зависимости между периодом и абсолютной величиной для долгопериодических цефеид в нашей Галактике.

Имея в виду большое значение определения формы и правильного нульпункта этой зависимости, легко понять тот большой интерес, который всегда проявлялся к решению этого вопроса. Изучение цефеид в других галактиках дало возможность довольно хорошо исследовать форму зависимости период — светимость для долгопериодических цефеид, однако вопрос о нульпункте этой зависимости подвергался неоднократному пересмотру и в настоящее время еще далек от окончательного решения.

Отметим важнейшие этапы в изменении наших представлений о положении нульпункта этой зависимости.

Впервые нульпункт зависимости период — светимость для долгопериодических цефеид установил Х. Шэпли в 1918 г. Он пересмотрел свое определение нульпункта в 1930 г. [1], но оставил его без изменения.

В 1937 г. Б. В. Кукаркин [2], изучая зависимость период — светимость, нашел, что к нульпункту, определенному Шэпли, требуется незначительная поправка, около $-0^m 16$ в среднем для всех долгопериодических цефеид. В этой же работе он обнаружил, что зависимость период — светимость имеет разрыв вблизи значения $\lg P = 0.95$. Определение нульпункта, произведенное в 1944 г. О. А. Мельниковым [3],

А. Минером [4] и Каммом [5], свидетельствует о необходимости введения более существенной поправки к нульпункту Шэпли, порядка $-0^m.5$, $-1^m.0$.

Наконец, в 1949 г. Б. В. Кукаркин на основании детального анализа обширного наблюдательного материала по долгопериодическим цефеидам также пришел к выводу о введении в нульпункт Шэпли поправки около $-0^m.50$ [6, 7]. В то же время он убедительно показал, что долгопериодические цефеиды в нашей Галактике распадаются на две подсистемы: плоскую и сферическую. Кукаркин нашел, кроме того, что цефеиды сферической подсистемы на $0^m.5$ слабее цефеид плоской подсистемы с тем же значением периода.

Таким образом, после работ Б. В. Кукаркина стало складываться убеждение, что в нульпункт зависимости период—светимость для долгопериодических цефеид, определенный Шэпли, должна быть введена поправка $-0^m.50$ и что дальнейшие уточнения едва ли дадут что-либо существенно новое.

Абсолютные величины короткопериодических цефеид по определениям Б. В. Кукаркина равны в среднем $0^m.0$ с очень маленькой дисперсией.

Однако в 1952 г. Бааде, наблюдая с 5-метровым рефлектором туманность Андромеды, не обнаружил в ней короткопериодических цефеид, хотя, судя по видимым величинам наблюдающихся в ней долгопериодических цефеид, короткопериодические цефеиды должны были быть там обнаружены. Привлекая некоторые другие соображения о светимостях короткопериодических цефеид, Бааде пришел к заключению, что в абсолютные величины долгопериодических цефеид (плоской составляющей) нужно ввести поправку по крайней мере на $-1^m.5$.

Так как введение такой значительной поправки в нульпункт зависимости период—светимость для долгопериодических цефеид плоской составляющей звездных систем связано с важными изменениями в наших представлениях о расстояниях и размерах внегалактических объектов, а аргументация Бааде в пользу введения поправки именно в этом направлении (в сторону увеличения светимостей долгопериодических цефеид, а не в сторону уменьшения светимости короткопериодических цефеид) недостаточно обоснована, сразу же были предприняты дальнейшие попытки определить более точно величину поправки к нульпункту зависимости период—светимость.

К настоящему моменту намечилось три основных варианта решения данного вопроса.

1. Абсолютные величины долгопериодических цефеид, входящих в плоскую составляющую звездных систем, следует оставить без изменения, но необходимо принять, что короткопериодические цефеиды слабее, чем это принималось ранее, на $1^m.5$. П. Н. Холопов, предложивший этот вариант, останавливается на предварительной величине поправки к нульпункту для короткопериодических цефеид, равной $+2^m.0$ [8].

2. В абсолютные величины долгопериодических цефеид плоской составляющей (нульпункт Б. В. Кукаркина) необходимо ввести поправку,

равную $-1^m 25$. Обоснования необходимости именно такой поправки можно найти в работах [9—13]. В первых двух работах поправка определялась по собственным движениям 18 долгопериодических цефеид, причем 16 звезд в обоих случаях были общими. Поправка к нульпункту Б. В. Кукаркина оказалась равной $-0^m 9$ и $-1^m 81$ в работах [9] и [10] соответственно. В [11] поправка к нульпункту была получена по интегральным величинам шаровых скоплений в Большом Магеллановом облаке и по видимым величинам ярких звезд в этих скоплениях. Поправка (к нульпункту Кукаркина) оказалась равной $-1^m 27$. В [12] поправка определялась по новым звездам в М 31, М 33 и Большом Магеллановом облаке. Величина поправки к нульпункту Кукаркина равна в среднем $-1^m 27 \pm 0^m 10$. И, наконец, в работе [13], исходя из эффекта галактического вращения, Уивер получил величину поправки к нульпункту Шэпли $-1^m 56$ или к нульпункту Кукаркина $-1^m 06$.

3. Согласно этому варианту, разность между нульпунктами короткопериодических цефеид и долгопериодических цефеид плоской подсистемы действительно должна быть увеличена на $1^m 5$, но эта величина распределяется следующим образом: короткопериодические цефеиды имеют абсолютную величину не $0^m 0$, а $+0^m 5$ [14—16]; долгопериодические цефеиды по Кукаркину ярче на $0^m 5$, чем это принимал Шэпли; нульпункт Кукаркина, кроме того, нуждается в поправке $-0^m 5$. Таким образом, согласно этому варианту, к нульпункту Шэпли следует придать поправку всего около $-1^m 0$, а не $-1^m 5$, как предполагал Бааде.

Последний вариант нашел свое выражение в работах П. П. Паренного [15, 16].

Б. В. Кукаркин по существу выдвигает четвертый вариант решения данного вопроса [16, 17]. Он считает, что имеется широкий набор нульпунктов как у долгопериодических, так и у короткопериодических цефеид, причем для подсистем долгопериодических цефеид крайними значениями нульпунктов являются их значения для цефеид плоской и цефеид сферической составляющей. Однако этот вариант, несмотря на его кажущуюся диалектичность, не только не решает поставленного вопроса о величине нульпункта, но и не согласуется с имеющимися в настоящее время наблюдательными данными о долгопериодических цефеидах различных составляющих нашей Галактики и о долгопериодических цефеидах плоской составляющей в различных звездных системах.

В нашей Галактике известно две подсистемы долгопериодических цефеид — плоская и сферическая. Различия в кривых блеска [8], различия в зависимостях период—спектр [15] и период—светимость [8, 15] для цефеид с одним и тем же периодом явно говорят о том, что это очень четко разграниченные группы звезд. В то же время известные нам долгопериодические цефеиды в других звездных системах, например в М 31, М 33 и в Магеллановых облаках, по своим наблюдаемым признакам, в частности по виду кривых блеска, сходны с цефеидами плоской составляющей нашей Галактики. В Малом Магеллановом облаке обнаружены цефеиды, принадлежащие к сферической состав-

ляющей. Оставляя в стороне вопрос о короткопериодических цефеидах, для которых нульпункт еще твердо не установлен, укажем, что для долгопериодических цефеид плоской составляющей различных звездных систем зависимость период—светимость в пределах ошибок определения имеет сходную форму и одинаковый нульпункт (см. об этом ниже, § 5).

Во всяком случае второй и третий варианты предполагают значительную поправку к нульпункту зависимости период—светимость для долгопериодических цефеид, установленному Б. В. Кукаркиным в 1949 г.

В настоящей работе мы предлагаем новый способ для определения абсолютных величин долгопериодических цефеид плоской и сферической составляющей нашей Галактики, способ, который основан на использовании известных свойств галактических подсистем; при пользовании им вводится единственное предположение о том, что подсистемы долгопериодических цефеид являются обычными галактическими подсистемами и подчиняются всем тем закономерностям, которые выполняются для подсистем звезд других физических типов. Особо отметим, что при пользовании этим способом не вводится никаких предварительных допущений о светимостях долгопериодических цефеид.

§ 2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Один из способов определения параметров подсистемы звезд какого-либо типа в Галактике заключается в следующем.

По видимым величинам и известным (или приписываемым) абсолютным величинам для каждой звезды в отдельности находится ее расстояние от наблюдателя и возвышение над галактической плоскостью, z -координата. Подсчитывая число звезд в единице объема в направлении на центр и антицентр Галактики, можно определить градиент изменения пространственной плотности звезд данного типа с расстоянием от

центра Галактики, параметр подсистемы $G_R = -\frac{\partial \lg D}{\partial R}$. Таким же обра-

зом определяется и второй искомый параметр подсистемы $G_z = -\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ — градиент изменения пространственной плотности с удалением от плоскости Галактики.

Можно попытаться решить и обратную задачу. Предположим, что мы смогли тем или иным способом определить параметры данной подсистемы, величины G_R и G_z . Зная их, можно в конечном итоге найти и абсолютные величины звезд, образующих подсистему.

Таким образом, вопрос упирается в определение параметров подсистемы данного типа звезд.

Изложим принципиальную сторону предлагаемого нами метода определения параметров G_R и G_z для любой подсистемы в Галактике и метода нахождения абсолютных величин по известным параметрам G_R и G_z .

Все достаточно детально изученные подсистемы в Галактике обладают одним общим свойством — наличием зависимости между градиен-

тами G_R и G_z . Эту зависимость можно сформулировать следующим образом.

Увеличение концентрации к центру Галактики (увеличение градиента G_R) влечет за собой уменьшение концентрации к галактической плоскости (уменьшение G_z). Иными словами, сферические подсистемы с большой концентрацией к центру очень слабо сплюснуты; плоские подсистемы, члены которых сосредоточены вблизи галактической плоскости, показывают незначительную концентрацию к центру.

Предположим, что нам удалось обнаружить второе соотношение между градиентами G_R и G_z для данной подсистемы. Тогда координаты точки пересечения двух названных зависимостей определили бы искомые параметры рассматриваемой подсистемы.

В отыскании формы и построении двух этих зависимостей и заключается сущность первой части предлагаемого метода.

Для построения первой зависимости между G_R и G_z , которую мы будем называть зависимостью $(G_R, G_z)_1$, могут быть использованы все проведенные до сих пор определения параметров G_R и G_z для различных подсистем в Галактике, которые собраны в [15, 18 и 19]. Из всего числа около 20 различных подсистем были взяты лишь те подсистемы, параметры которых определены достаточно надежно. Таких подсистем оказалось 15. Значения параметров для подсистем белых карликов, сверхновых звезд и звезд типа S мы использовали с меньшим весом из-за их меньшей точности. Отметим, что определения параметров подсистемы фотометрическим способом с заниженными или завышенными значениями абсолютных величин выводят точку, характеризующую данную подсистему, в сторону от зависимости $(G_R, G_z)_1$ для остальных подсистем (см. § 5).

Построенная таким образом зависимость $(G_R, G_z)_1$ приведена на фиг. 1.

Со звездно-динамической точки зрения сущность зависимости $(G_R, G_z)_1$ ясна: уменьшение потенциальной энергии подсистемы (увеличение G_R) связано с увеличением кинетической энергии (уменьшение G_z) (см. об этом, например, [20]).

Вторая зависимость, зависимость $(G_R, G_z)_2$, в общих чертах была выведена в [19]. Однако позже мы произвели некоторые уточнения в ее выводе, а поэтому приводим его снова.

Градиент

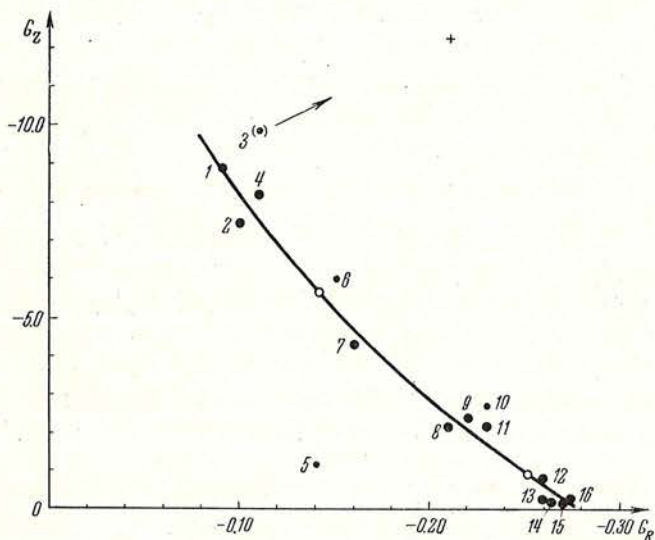
$$G_R = - \frac{\lg N_1 - \lg N_2}{R_2 - R_1} = - \frac{\lg N_1 - \lg N_2}{\Delta R}.$$

Здесь N_1 и N_2 — числа звезд в равных объемах пространства Галактики на расстояниях R_1 и R_2 от ее центра. При $R_2 - R_1 \rightarrow 0$ имеем

$$G_R = - \frac{\partial \lg D}{\partial R}.$$

Рассмотрим простейший случай, когда мы можем изучать звезды во всех направлениях в Галактике до видимой величины m , т. е. от расстояния $r_1 \geq 0$ до некоторого расстояния r_2 от Солнца. Произведем

подсчет всех звезд данного типа до величины m в полусферах с полюсами в центре и антицентре Галактики — величин N_1 и N_2 , а затем $\lg N_1 - \lg N_2$. Разность ΔR определим следующим путем. Если r_2 — предельное расстояние, на котором мы наблюдаем звезды данного типа, то приближенно, в случае постоянной пространственной плотности звезд, имеем $\bar{r} = 0.7 r_2$. Далее, $\frac{\Delta R}{2} = \frac{2}{\pi} \bar{r}$ или $\Delta R = R_1 - R_2 = 1.274 \bar{r}$.



Фиг. 1. Зависимость $(G_R, G_z)_1$ между градиентами G_R и G_z для галактических подсистем:

1 — звезды В; 2 — звезды О; 3 — долгопериодические цефеиды (Кукаркин, 1949 г.); 4 — галактические скопления; 5 — звезды S; 6 — сверхновые звезды; 7 — темные туманности; 8 — планетарные туманности; 9 — новые звезды; 10 — белые карлики; 11 — звезды типа RV Тельца; 12 — долгопериодические переменные; 13 — долгопериодические переменные ($P = 150-200$ дней); 14 — шаровые скопления; 15 — субкарлики; 16 — долгопериодические цефеиды типа W Девы. Крестик соответствует $G_R = -0.21$, $G_z = -12.2$, светлые кружки соответствуют значениям параметров плоской и сферической подсистемы долгопериодических цефеид, определенным в § 4.

Если мы наблюдаем звезды в зоне между двумя цилиндрами с осями, перпендикулярными плоскости Галактики и с радиусами r_1 и r_2 , т. е. со средним расстоянием $r_1 < \bar{r} < r_2$ звезд от Солнца, то, как и в первом случае, $\Delta R = R_1 - R_2 = 1.274 \bar{r}$.

Наличие градиента пространственной плотности вдоль галактической плоскости не должно существенно изменить соотношение $\Delta R = 1.274 \bar{r}$, так как градиент плотности влияет на величину $\bar{r}$ примерно в равной степени, но в противоположных направлениях в случае полусфер с полюсами в центре и антицентре Галактики.

Значительно более существенным может оказаться влияние межзвездного поглощения, которое в среднем заметнее в направлении

центра, чем в направлении антицентра. Однако принятие средней по всем долготам величины поглощения может дать достаточно хорошее приближение к действительности, так как это должно изменить средние расстояния звезд в центральной и антицентральной полусферах в противоположных направлениях и примерно в равной степени.

Таким образом, для получения градиента G_R для какой-либо подсистемы можно использовать соотношение

$$G_R = - \frac{\lg N_1 - \lg N_2}{1.274 \bar{r}}, \quad (1)$$

где $\bar{r}$ — среднее расстояние рассматриваемого комплекса звезд от Солнца, а N_1 и N_2 — числа звезд в полусферах с полюсами в центре и антицентре Галактики.

Имеем далее соотношение $\bar{z} = \overline{r \sin b}$, где $\bar{z}$ — среднее расстояние рассматриваемых звезд от галактической плоскости, b — галактическая широта без учета знака. Заменим последнее соотношение соотношением $\bar{z} = \bar{r} \sin \bar{b}$. При незначительной дисперсии в величинах r и $\sin b$ такая замена вполне допустима, в случае же большой дисперсии в величинах r и $\sin b$ среднее расстояние $\bar{z}$, полученное, исходя из этого соотношения, будет заметно преувеличено. Это обстоятельство необходимо в дальнейшем все время иметь в виду.

Заменим далее $\sin \bar{b}$ на $\frac{\pi \bar{b}}{180}$, где $\bar{b}$ — средняя галактическая широта рассматриваемых звезд, выраженная в градусах. Для широт менее 30° такая замена вполне законна, так как в этом случае ошибка, вводимая в среднюю широту $\bar{b}$, менее 1%. Итак,

$$\bar{z} = \frac{\pi}{180} \bar{r} \bar{b}. \quad (A)$$

Для перехода от средней z -координаты к градиенту плотности по z -координате, $G_z = \frac{\partial \lg D}{\partial z}$, необходимо задать какой-либо закон распределения плотностей по z -координате. В звездной астрономии закон падения пространственной плотности с удалением от галактической плоскости обычно принимается в виде

$$D(z) = D(0) e^{-z/\beta}. \quad (2)$$

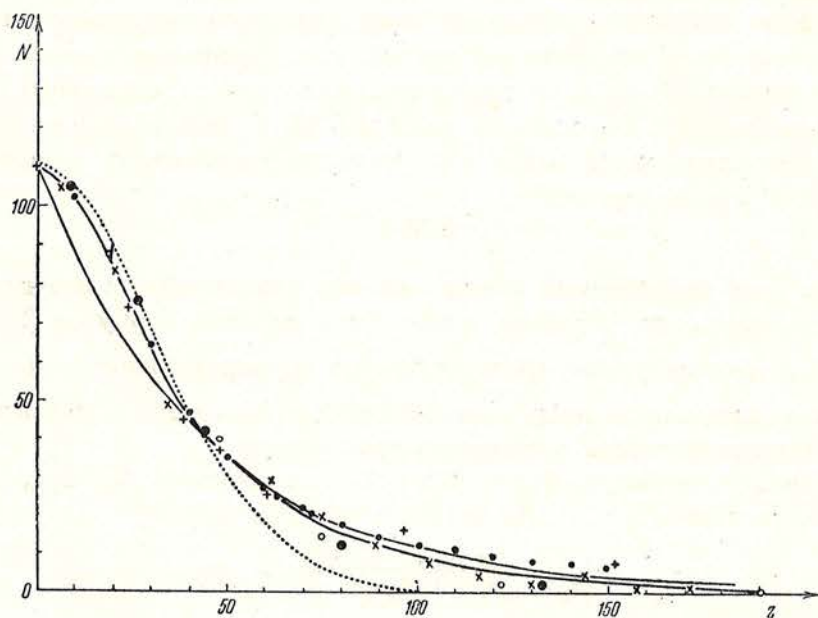
Здесь β — расстояние от галактической плоскости, при котором плотность падает в e раз, так называемая степень галактической концентрации. Для этого закона между β и $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ существует простое соотношение

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = - \frac{\text{Mod}}{\beta}. \quad (B)$$

В этом случае градиент G_z остается постоянным при любых z .

Однако закон (2) выполняется для реальных галактических подсистем не вполне точно (см. об этом [19]). Для построения действи-

тельного закона падения плотности с z мы использовали данные для четырех галактических подсистем: звезды В [21], звезды типа Миры Кита, долгопериодические и короткопериодические цефеиды [7]. Использование данных для долгопериодических цефеид в этом вопросе вполне возможно, так как неточность нуля пункта их абсолютных величин не должна изменить форму закона распределения их по z -координате.



Фиг. 2. Закон падения пространственной плотности с z -координатой.

Жирная линия — эмпирический закон, тонкая — закон $D(z) = D(0)e^{-z/\beta}$, пунктирная линия — закон $D(z) = D(0)e^{-(z/\beta)^2}$. Косые крестики — звезды В, светлые кружки — звезды типа Миры Кита, прямые крестики — короткопериодические цефеиды, большие черные кружки — долгопериодические цефеиды, маленькие черные кружки — полная пространственная плотность звезд по Паренаго [22].

Для сравнения мы использовали вычисленные П. П. Паренаго [22] значения полной пространственной плотности в галактической плоскости на различных расстояниях от центра Галактики.

Данные для всех подсистем были нормированы, т. е. приведены к общему значению $D(0)$ и β — значению z -координаты, при котором $D(\beta) = \frac{D(0)}{e}$.

На фиг. 2 различными значками нанесены наблюдаемые значения плотностей в зависимости от расстояния z для различных подсистем. Жирная кривая отображает эмпирический закон распределения плотностей по z -координате, тонкая линия — закон (2), пунктирная линия — закон

$$D(z) = D(0)e^{-\left(\frac{z}{\beta}\right)^2}. \quad (3)$$

Легко видеть, что эмпирический закон падения плотностей есть нечто среднее между законами (2) и (3), причем, при $z < \beta$ кривая, выражающая эмпирический закон, проходит ближе к (3), а при $z > \beta$ — ближе к (2).

В случае (2) $\bar{z} = 1.00 \beta$, в случае (3) $\bar{z} = 0.56 \beta$. Следовательно, полученное из наблюдений значение коэффициента при β должно лежать между 0.56 и 1.00.

Подсчет отношения площадей между кривыми, выражающими законы (2) и (3), и эмпирической кривой, т. е. нахождение степени уклонения кривых (2) и (3) от эмпирической, позволило определить искомым коэффициент. Он оказался равным 0.86. В дальнейшем мы принимали, что связь между $\bar{z}$ и β для реальных галактических подсистем выражается соотношением

$$\bar{z} = 0.86 \beta. \quad (B)$$

Так как наблюдаемый закон падения плотностей с z -координатой лишь в первом приближении может быть выражен формулой (2), следует иметь в виду, что градиент плотности, определяемый как $-\frac{\text{Mod}}{\beta}$, остается постоянным лишь для z -координат, не очень отличающихся от β . Однако величина β сохраняет свой смысл.

Вторая зависимость между G_R и G_z , зависимость $(G_R, G_z)_2$, получается, согласно (1), (A), (Б) и (B), в виде

$$G_R = \frac{\pi \bar{b} (\lg N_1 - \lg N_2)}{180 \cdot 1.274 \cdot 0.860 \cdot \text{Mod}} G_z.$$

После упрощений зависимость $(G_R, G_z)_2$ можно записать в следующей окончательной форме:

$$G_R = 0.0386 (\lg N_1 - \lg N_2) \bar{b} G_z. \quad (4)$$

Следовательно, для получения численного выражения коэффициента перед G_z необходимо определить среднюю галактическую широту рассматриваемой совокупности звезд и произвести подсчет звезд в направлении на центр и антицентр Галактики.

Для данной подсистемы градиенты G_R и G_z определяются как координаты точки пересечения зависимостей $(G_R, G_z)_1$ и $(G_R, G_z)_2$. Из соотношения (1) можно определить r . Далее, по известной средней широте $\bar{b}$ и средней видимой величине для данной группы звезд можно определить $\bar{M}$.

Учет поглощения света при определении $\bar{M}$ удобнее всего производить по способу П. П. Паренаго [23].

Описанный выше метод мы применили к определению параметров подсистемы долгопериодических цефеид плоской и сферической составляющих Галактики и к определению средних абсолютных величин цефеид различных периодов, что необходимо для построения зависимости период—светимость.

Для каждой долгопериодической цефеиды, имеющейся или в «Общем каталоге переменных звезд» или в «Дополнениях» 1—6 к нему, выписывались экваториальные координаты (на 1900 г.), длина периода, видимые фотографические величины в максимуме и минимуме.

Полученный список содержал 530 цефеид ярче 16^m .

Для каждой цефеиды были найдены средние видимые величины, которые с достаточной степенью точности можно рассматривать как медианные, найден логарифм периода и вычислены галактические координаты по таблицам Ольсона, где для галактического полюса приняты координаты $\alpha = 12^h 40^m$, $\delta = +28^\circ$.

В последнее время неоднократно высказывалось мнение, что координаты галактического полюса, принятые Ольсоном в его таблицах, нуждаются в исправлении. На необходимость введения поправки указывалось в работах И. С. Шкловского [24, 25]. На основании анализа изофот радиоизлучения и инфракрасного излучения Галактики И. С. Шкловский пришел к выводу, что истинный галактический экватор вблизи центра Галактики должен проходить на 1.6 южнее экватора, определяемого элементами Ольсона.

Согласно К. А. Бархатовой [26], плоскость симметрии пространственного распределения открытых скоплений составляет с плоскостью галактического экватора, определяемого элементами Ольсона, угол -2.7 . По наиболее надежным изофотам радиоизлучения Галактики на волне 150 см, полученным с радиотелескопом высокой разрешающей способности [26], максимум интенсивности радиоизлучения в области центра находится не на галактической широте $b = 0^\circ$, а на широте $b = -3.3$. Таким образом, все данные говорят о том, что плоскость симметрии в Галактике должна проходить в области центра на $2-3^\circ$ южнее принимаемого сейчас галактического экватора. Уместно отметить последнее по времени определение Т. С. Кирилловой (см. об этом в [15]), которая нашла упомянутую поправку равной -1.6 .

Так как знание правильных галактических широт долгопериодических цефеид при пользовании изложенным выше методом имеет решающее значение, а расхождение между предлагаемыми поправками к галактическим координатам слишком велико, мы определили эту поправку независимо, исходя из видимого распределения долгопериодических цефеид.

Все долгопериодические цефеиды, для которых $b < 10^\circ$, были нанесены на карту галактических координат в системе Ольсона. Всего использовано 454 звезды.

Галактический пояс был разбит по долготе на 36 зон по 10° . Для каждой зоны находилась средняя широта $\bar{b}$. Затем для каждой из четырех зон находились средние взвешенные координаты l и b . Полученные таким образом точки нанесены на фиг. 3 и приведены в табл. 1. Число звезд для каждого интервала в $40'$ по галактической долготе указано в 4-м столбце табл. 1.

Таблица 1

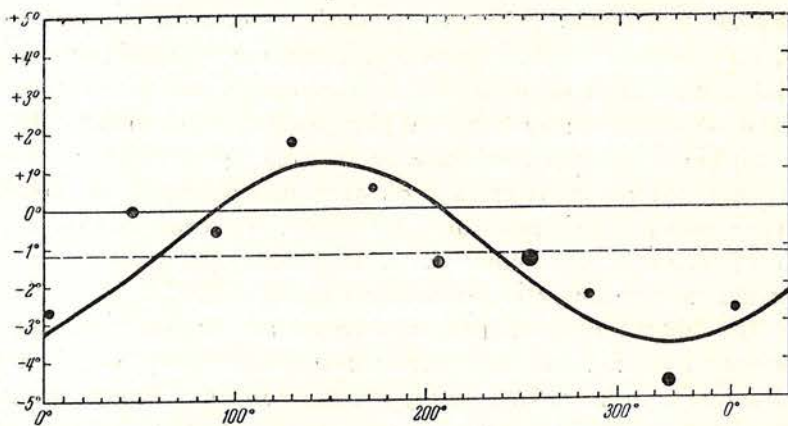
Зона по долготе	l	b	n	$b_{\text{вычисл.}}$
30° — 70°	47,1	0,0	53	-1,62
70 — 110	90,0	-0,52	58	+0,11
110 — 150	130,7	+1,73	27	+1,12
150 — 190	172,8	+0,52	37	+1,01
190 — 230	206,7	-1,40	45	+0,11
230 — 270	254,0	-1,37	100	-1,83
270 — 310	286,1	-2,30	35	-2,95
310 — 350	327,8	-4,60	65	-3,56
350 — 30	3,2	-2,63	34	-3,12

На основании 2 и 3-го столбцов табл. 1 было составлено девять уравнений вида

$$\Delta b = A \cos(l - l_0) + B_s \quad (5)$$

для определения величин поправочных углов A и B к Ольсоновскому галактическому экватору. Решение этих уравнений дало следующие значения неизвестных:

$$A = -2,4; \quad B = -1,2; \quad l_0 = 328^\circ. \quad (6)$$



Фиг. 3. Видимое распределение долгопериодических цефеид в галактических координатах.

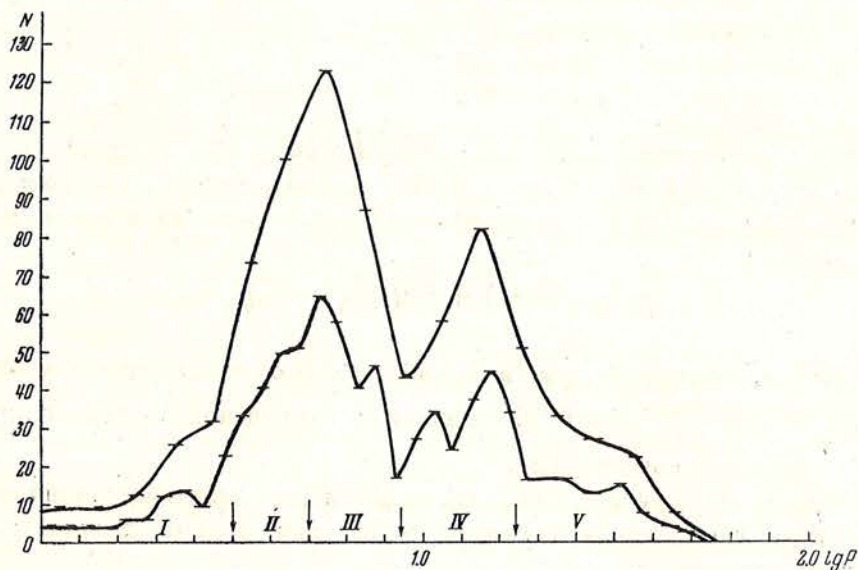
Пунктир соответствует $B = -1,2$, сплошная кривая — новое положение галактического экватора с элементами (6).

В соответствии с этим в широту каждой цефеиды была введена поправка согласно формуле

$$\Delta b = 2,4 \cos(l - 328^\circ) + 1,2. \quad (7)$$

Составленный список долгопериодических цефеид включал звезды от 4—5^m до 16^m. Имея в виду по возможности более точные определе-

ния средних характеристик цефеид, мы разбили все цефеиды на следующие четыре группы по видимым величинам: ярче 10^m , от 10^m до 12^m , от 12^m до 14^m и слабее 14^m . Кроме того, предполагая провести определение средних абсолютных величин цефеид различных периодов, мы разделили все цефеиды на группы по длине периода. Для более естественного выбора границ групп мы построили график распределения цефеид по периодам (фиг. 4). При определении границ групп мы учитывали особенности фиг. 4 и число звезд, попадающих в каждую



Фиг. 4. Видимое распределение долгопериодических цефеид по величине логарифма периода:

Нижняя кривая — средние числа цефеид через 0.05 в $\lg P$, верхняя кривая — средние числа цефеид через 0.10 в $\lg P$. Стрелками указаны границы групп I—V, выделенных по длине периода.

группу. На основании этих соображений цефеиды были разделены по длине периода на пять групп:

I	$0,0 < \lg P < 0,501$	58 звезд
II	$0,501 \leq \lg P < 0,701$	126 »
III	$0,701 \leq \lg P < 0,951$	141 »
IV	$0,951 \leq \lg P < 1,251$	135 »
V	$1,251 \leq \lg P$	73 »

Следующий этап подготовки материала заключался в выделении звезд с большими z -координатами — возможных членов сферической подсистемы долгопериодических цефеид. Так как мы не имели в своем распоряжении прямых критериев для выделения таких звезд, то попытались выделить эти звезды исходя из следующих соображений.

Подсистемы плоской составляющей Галактики имеют степень галактической концентрации β не более 100 парсеков. Следовательно, при $z > 500$ пс пространственная плотность в плоской подсистеме долгопе-

риодических цефеид должна уменьшиться по крайней мере в e^5 раз по сравнению с плотностью вблизи галактической плоскости.

Легко видеть, что из общего числа цефеид в нашем списке (около 530) едва ли более десятка цефеид плоской подсистемы могут иметь z -координаты свыше 500 парсеков, даже если $\beta \sim 100$ пс (см. об этом подробнее у Б. В. Кукаркина [7]). Следовательно, не вводя большой ошибки, можно положить, что все цефеиды, имеющие $z > 500$ пс, должны принадлежать к сферической подсистеме долгопериодических цефеид.

Пользуясь обычными формулами

$$\begin{aligned} M &= m + 5 - 5 \lg r - A r, \\ z &= r \sin b_1, \\ z_{\min} &= 500 \text{ пс} \end{aligned}$$

(где все обозначения имеют свой обычный смысл, A — величина поглощения света на единицу расстояния), можно получить соотношение, позволяющее по m и b выделять цефеиды, z -координаты которых более 500 пс

$$m = -5 + M + 5 \lg \frac{500}{\sin b} + \frac{500 A}{\sin b}. \quad (8)$$

Впрочем, последний член в правой части соотношения (8) удобнее писать в виде $\frac{0^m40}{\sin b}$, где 0^m40 — величина поглощения света в направлении галактического полюса.

Формула (8) означает, что если цефеида на галактической широте b имеет видимую величину слабее m , то она должна принадлежать к сферической подсистеме.

Для практического применения формулы (8) необходимо остановиться на какой-либо величине M .

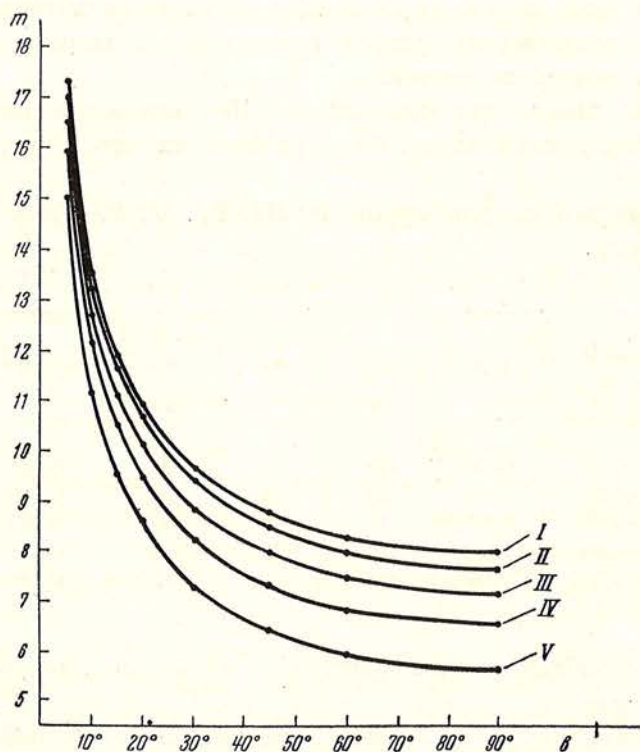
Б. В. Кукаркин нашел, что при $M = -0^m1$ для короткопериодических цефеид в шаровых скоплениях, для долгопериодических цефеид в тех же скоплениях (сферическая составляющая) при $\lg P = 0.826$ средняя абсолютная величина — 1^m61 [7].

Зависимость период—светимость для цефеид сферической составляющей определялась нульпунктом: $\lg P = 0.826$, $M = -1^m5$ (мы положили, что для короткопериодических цефеид $M = 0^m0$). Очевидно, что законнее всего было бы брать верхний предел светимости для звезд данного типа. Полагая, что зависимости период—светимость для цефеид плоской и сферической составляющих идут параллельно, для каждой из пяти групп цефеид, выделенных по признаку длины периода, мы приняли значения абсолютных величин, соответствующих максимальным значениям периода для цефеид данной группы. Значения M для групп I—V оказались: -1^m0 , -1^m3 , -1^m8 , -2^m4 и -3^m3 соответственно.

На фиг. 5 нанесены кривые, выражающие уравнение (8) для звезд каждой из пяти групп. Если звезда, принадлежащая к какой-либо группе по длине своего периода, оказывалась на фиг. 5 выше и пра-

вее кривой для соответствующей группы, то она считалась имеющей $z > 500$ пс и принадлежащей к сферической подсистеме. Таким путем из общего числа 530 цефеид было отобрано около 60 звезд — вероятных членов подсистемы долгопериодических цефеид сферической составляющей Галактики.

К анализу особенностей пространственного распределения звезд этого типа мы вернемся несколько позже. Отметим только, что принятие иного нуля пункта зависимости период—светимость для цефеид сферической составляющей, заметно отличающегося от принятого нами,



Фиг. 5. Уравнение (8) для цефеид, входящих в группы I—V.

скажем, $-1^m.0$ или $-2^m.0$ при $\lg P = 0.826$, изменит полученное число цефеид сферической составляющей не более чем на 10%.

Действительно, изменение нуля пункта на $\pm 0^m.5$ равносильно изменению расстояния до звезды и соответственно ее z -координаты на $\pm 26\%$. При $z \sim 500$ пс это составляет ± 130 пс. Для сферических подсистем градиент (логарифмический) плотности по z -координате равен в среднем 0.22 или 66% на килопарсек. На протяжении 130 пс плотность и должна измениться в среднем на 7—10%.

После проведения всех подготовительных операций, описанных выше, можно приступить к нахождению параметров подсистем и определению средних абсолютных величин долгопериодических цефеид.

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОДСИСТЕМ И АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД ПЛОСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Для определения параметров плоской подсистемы долгопериодических цефеид из всего списка мы отобрали лишь звезды, видимые величины которых меньше 10^m . Это было сделано для того, чтобы свести к минимуму влияние межзвездного поглощения света на величину средней галактической широты. Для более слабых звезд большее экранирование объектов, лежащих вблизи галактической плоскости, приводит к кажущемуся уменьшению числа звезд с низкими галактическими широтами, т. е. к увеличению средней галактической широты для звезд данной или до данной величины.

Общее число звезд, для которых $m < 10^m$, оказалось равным 117. Звезды, как указывалось выше, были разбиты на пять групп по длине периода.

Вычисленные данные для групп I—III, IV, V, IV—V и I—V приводятся в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Группа	Интервал $\lg$ периодов	$\overline{\lg P}$	n	$n_{\text{ц}}$	$n_{\text{ац}}$	$\lg n_{\text{ц}} - \lg n_{\text{ац}}$	$\bar{b}$
I—III	0,00—0,95	0,695	78	48	30	0,204	5,7
IV	0,95—1,25	1,118	24	14	10	0,146	3,7
V	1,25—1,90	1,520	15	9	6	0,176	2,4
IV—V	0,95—1,90	1,273	39	23	16	0,158	3,2
I—V	0,00—1,90	0,885	117	71	46	0,188	4,9

В 5 и 6-м столбцах табл. 2 приводится число звезд данной группы, видимых в направлении центра и антицентра Галактики, в 7-м — разность логарифмов этих чисел, в 8-м — средняя по абсолютной величине галактическая широта $\bar{b}$.

Звезды в интервале долгот $328^\circ \pm 90^\circ$ считались расположенными в направлении центра, звезды в интервале долгот $148^\circ \pm 90^\circ$ — в направлении антицентра.

Для каждой группы звезд в табл. 2 по формуле (4) вычислялся коэффициент перед G_z в зависимости $(G_R, G_z)_2$. Затем определялись графически координаты точки пересечения зависимостей $(G_R, G_z)_1$ и $(G_R, G_z)_2$ на фиг. 1, градиенты G_R и G_z .

Далее находилось среднее расстояние данной группы звезд по соотношению (1); по известным $\bar{r}$ и $\bar{b}$ находилось по способу П. П. Паренного [23] среднее поглощение A_{ph} и, наконец, $\bar{M}$ (см. табл. 3).

Среднее значение $G_R = -0.142 \pm 0.019$ (вер. ош.). Соответственно, среднее значение $G_z = -5.60 \pm 0.74$ (вер. ош.). Степень галактической концентрации β оказывается равной 77 ± 10 пс.

Таблица 3

Группа	G_R	$\bar{r}_{\text{ис}}$	$\bar{m}$	A_{ph}	$\bar{M}$	$\lg P$
I—III	—0,180	890	8 ^m ,48	2 ^m ,03	—3 ^m ,30	0,695
IV	—0,129	890	8,20	2,42	—3,97	1,118
V	—0,114	1220	8,66	3,30	—5,07	1,520
IV—V	—0,124	1000	8,38	2,70	—4,32	1,273
I—V	—0,162	910	8,45	2,17	—3,52	0,885

При нахождении среднего мы рассматривали результаты, полученные для каждой группы, как самостоятельные независимые определения.

Таким образом, определения параметров подсистемы долгопериодических цефеид плоской составляющей показывают, что эта подсистема является значительно менее сплюснутой, чем принимали ранее, однако остается типичной плоской подсистемой ($\beta < 100$ пс).

Б. В. Кукаркин получил в 1949 г. для плоской подсистемы долгопериодических цефеид $G_R = -0.11$, -0.12 по двум определениям и $G_z = -9.91$ [7]. Отметим, что определение градиента G_R проведено Б. В. Кукаркиным недостаточно корректно, без учета условий проекции, и поэтому полученное им значение градиента G_R может оказаться далеким от истинного. Действительно, при учете эффекта проекции среднего расстояния цефеид в различных направлениях на направление центр—антицентр, значение G_R получается в среднем -0.21 ± 0.03 .

Оценка параметра G_z проведена Б. В. Кукаркиным также недостаточно точно. В самом деле, в табл. 19 и на рис. 20 его книги [7] последние одна-две точки должны быть отброшены, так как они могут быть заметно искажены влиянием цефеид, принадлежащих к сферической составляющей, число которых на таком расстоянии (150—300 пс) может оказаться сравнимым с числом цефеид плоской подсистемы. Сверх того, мы отмечали выше (§ 2), что закон падения плотности с z -координатой несколько отличен от закона $e^{-z/\beta}$, поэтому G_z следует определять по участку кривой распределения плотностей непосредственно вблизи β , лучше всего для z в интервале $\beta-2\beta$.

Принимая во внимание эти соображения, мы определили заново градиент G_z по данным табл. 19 из [7]. Определения дали $G_z = -12.2 \pm 0.2$. Точка с координатами $G_R = -0.21$, $G_z = -12.2$ нанесена на фиг. 1 крестиком.

Приступим теперь к определению параметров сферической подсистемы долгопериодических цефеид. Данные о 58 возможных членах этой подсистемы приведены в табл. 4. Средняя широта здесь определяется менее точно, чем в случае цефеид плоской подсистемы, однако ошибка не превосходит $\pm 1^\circ$.

Таблица 4

Группа	Интервал lg периодов	n	$n_{\text{ц}}$	$n_{\text{ац}}$	$\bar{m}$	$\lg \bar{P}$	$\bar{b}$
I	0,00—0,50	19	16	3	13 ^m 7	0,252	10 ^o 8
II	0,50—0,70	3	3	0	—	—	—
III	0,70—0,95	5	5	0	—	—	—
IV	0,95—1,25	17	14	3	12,6	1,104	9,0
V	1,25—1,90	15	13	2	11,9	1,428	11,0
IV—V	0,95—1,90	32	27	5	12,3	1,221	9,5
I, IV, V	0,00—1,90	51	43	8	12,8	0,873	10,0

Дальнейшие операции производились как и в случае цефеид плоской составляющей.

Полученные результаты собраны в табл. 5. Группы II и III из табл. 4 мы опустили из-за малого числа звезд в них.

Таблица 5

Группа	$\lg n_{\text{ц}} - \lg n_{\text{ац}}$	G_R	$\bar{r}_{\text{ис}}$	A_{ph}	$\bar{M}$	$\lg \bar{P}$
I	0,903	—0,252	2800	1 ^m 92	0 ^m 0	0,252
IV	0,669	—0,244	2150	2,20	—1,20	1,104
V	0,813	—0,254	2540	1,90	—2,00	1,428
IV—V	0,732	—0,247	2350	2,10	—1,65	1,221
I, IV, V	0,731	—0,250	2300	2,03	—1,10	0,873

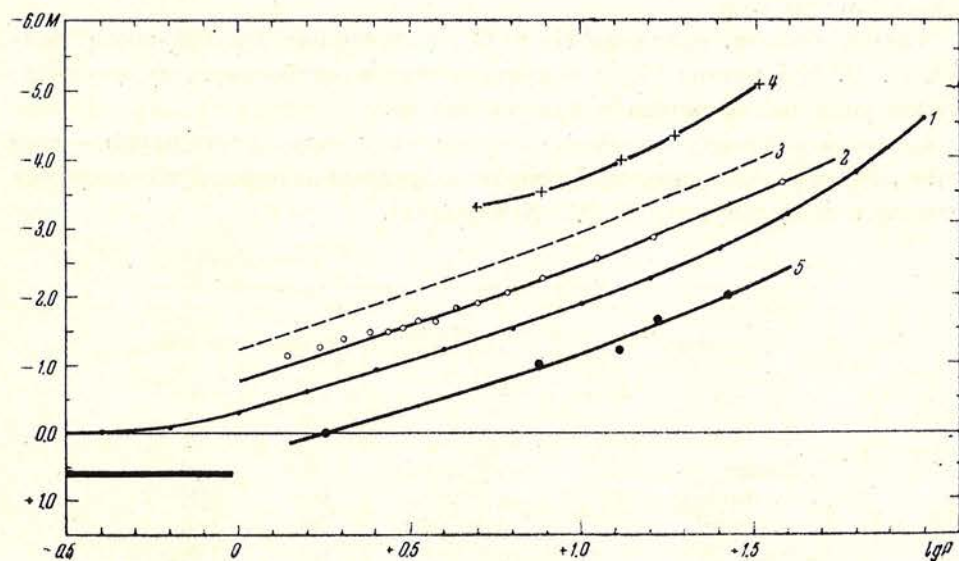
Среднее значение градиента G_R оказывается равным -0.250 ± 0.003 , что типично для сферических подсистем. Градиент $G_x = -0.9 \pm 0.1$.

Таким образом, полученные результаты можно рассматривать как свидетельство того, что цефеиды, выделенные по признаку видимой величины и галактической широты, так, как это описано в § 3, действительно в основной своей массе принадлежат к сферической подсистеме. Свыше 80% из этих звезд имеют периоды или меньше 3.2 дня или больше 9.0 дня, в то время как основная масса долгопериодических цефеид плоской составляющей имеет периоды от 3.2 дня до 9.0 дня. Другими словами, из всего числа цефеид, у которых $P < 3.2$ дня, свыше 30% принадлежат к сферической составляющей, в то время как из цефеид, у которых $3.2 < P < 9.0$, к сферической подсистеме принадлежат всего около 3%. Однако эти оценки относительного числа цефеид различных периодов в плоской и сферической составляющих могут быть искажены разными условиями видимости для цефеид этих двух типов

вследствие разных законов распределения в пространстве и больших различий в абсолютных величинах. Более точные оценки поэтому будут представлять большой интерес.

§ 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для определения величины поправки к существующим нульпунктам зависимостей период—светимость для цефеид плоской и сферической составляющих Галактики мы нанесли на график (фиг. 6) значения абсолютных величин и средних логарифмов периодов для этих типов звезд,



Фиг. 6.

1, 2, 3 — зависимости период—светимость для цефеид плоской подсистемы по определениям Шэпли (1930 г.), Кукаркина (1949 г.) и Паренаго (1954 г.) соответственно; 4 — по результатам настоящей работы; 5 — зависимость период—светимость для долгопериодических цефеид сферической составляющей. Жирная линия — абсолютные величины короткопериодических цефеид по результатам данной работы ($+0^m65$).

взяты из табл. 3 и 5. На этом же графике нанесены зависимости период—светимость по определениям Х. Шэпли [1], Б. В. Кукаркина [6, 7] и П. П. Паренаго [15, 16]. Крестиками нанесены значения для долгопериодических цефеид плоской подсистемы (из табл. 3), большими черными кружками — значения для цефеид сферической составляющей (из табл. 5).

Исходя из вероятных ошибок в определении G_R , среднего расстояния $\bar{r}$ и других величин, необходимых для нахождения $\bar{M}$, мы нашли вероятную ошибку одного определения $\bar{M}$ равной в среднем $\pm 0^m4$.

Как видно из фиг. 7, полученная нами зависимость период—светимость для долгопериодических цефеид плоской подсистемы проходит примерно параллельно зависимостям, ранее установленным, но значи-

тельно выше. Средняя поправка к нульпункту Б. В. Кукаркина оказывается равной $-1^m39 \pm 0^m05$, к нульпункту Шэпли -1^m89 .

В свете этого результата рассмотрим определения G_R и G_z для цефеид плоской подсистемы по данным Б. В. Кукаркина (см. § 3). Имеем $G_R = -0.21$, $G_z = -12.2$. Учитывая полученную поправку, которую необходимо ввести в абсолютные величины цефеид, выведенные Б. В. Кукаркиным, приходим к выводу, что среднее расстояние до цефеид должно увеличиться почти в два раза, что приведет к изменению G_R до -0.11 ± 0.03 и G_z до -6.4 ± 0.2 , что в пределах ошибок определения совпадает со значениями, полученными нами: $G_R = -0.14 \pm 0.02$ и $G_z = -5.6 \pm 0.7$.

Таким образом, величины G_R и G_z , полученные на основании данных Б. В. Кукаркина [7] и исправленные за ошибочность нульпункта, совпадают с полученными в данной работе.

Сравним величину поправки к нульпункту зависимости период—светимость с определениями этой поправки другими авторами (все поправки относятся к нульпункту Б. В. Кукаркина).

Таблица 6

Авторы	Поправка к нульпункту	Год опреде- ления	Источник
Х. Шэпли	$-1^m05 \pm 0^m10$	1953	[11]
П. П. Паренаго	$-0,50 \pm 0,35$	1954	[15]
А. Я. Филин	$-1,81 \pm 0,44$	1954	[10]
А. Блаау	$-0,9 \pm 0,3$	1954	[9]
Г. Уивер	$-1,06 \pm 0,3$	1954	[13]
И. М. Копылов	$-1,27 \pm 0,10$	1954	[12]
И. М. Копылов и Р. Н. Кумайгород- ская	$-1,39 \pm 0,05$	1955	—

Среднее весовое приводит к значению поправки $-1^m26 \pm 0^m04$ (вер. ош.).

Следовательно, нульпункт зависимости период—светимость для цефеид плоской подсистемы, определенный Б. В. Кукаркиным в 1939 г., необходимо изменить на -1^m26 .

Рассмотрим полученные абсолютные величины для цефеид сферической подсистемы.

Мы уже отмечали, что по Б. В. Кукаркину нульпункт зависимости период—светимость для долгопериодических цефеид сферической подсистемы фиксируется значениями $\lg P = 0.826$, $M = -1^m50$ (считая, что для короткопериодических цефеид $M = -0^m0$) [7].

Как видно из фиг. 6, полученная нами зависимость период—светимость для долгопериодических цефеид сферической подсистемы фикси-

руется значениями $\lg P = 0.826$, $M = -0^m85$, т. е. нульпункт этой зависимости оказывается на 0^m65 ниже нульпункта, найденного Б. В. Кукаркиным [7]. Это означает также, что короткопериодическим цефеидам следует приписать среднюю абсолютную фотографическую величину $+0^m65$. Последнее значение находится в согласии со значениями абсолютной величины этих звезд ($+0^m5 \pm 0^m2$ и $+0^m5 \pm 0^m4$), полученными Е. Д. Павловской [14] и П. П. Паренаго [15] другими методами. Мы имеем еще одно свидетельство в пользу того, что короткопериодическим цефеидам следует приписывать абсолютную величину не 0^m0 , а $+0^m5$.

В то же время оказывается, что зависимости период—светимость для долгопериодических цефеид плоской и сферической составляющих Галактики сдвинуты одна относительно другой не на 1^m5 , как это предполагалось в последнее время (см., например, [15] и [17]), а на 2^m67 .

Л и т е р а т у р а

1. H. Shapley. *Star Clusters*, Harv. Monogr., 1930.
2. Б. В. Кукаркин. *Астр. журн.* 14, 125, 1937.
3. О. А. Мельников. *Труды ГАО* 44, 1950.
4. H. Mineur. *Ann. d'Ap.* 7, 160, 1944.
5. G. L. Samm. *M. N.* 104, 163, 1944.
6. Б. В. Кукаркин. *Переменные звезды*, 7, № 2, 1949.
7. Б. В. Кукаркин. *Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд*. Гостехиздат, 1949.
8. П. Н. Холопов. *Астр. цирк.* № 148, апрель 1954.
9. A. Blaauw, a. H. R. Morgan. *B. A. N.* 12, No. 450, 1954.
10. А. Я. Филин. *Бюлл. Сталинабадской обсерв.* 10, 14, 1954.
11. H. Shapley. *A. J.* 58, 227, 1953.
12. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 13, 46, 1955.
13. H. Weaver. *A. J.* 59, 375, 1954.
14. Е. Д. Павловская. *Астр. цирк.*, № 136, март 1953; *Переменные звезды* 9, № 6, 1953.
15. П. П. Паренаго. *Курс звездной астрономии*. Изд. 3-е, Гостехиздат, 1954.
16. *Труды 4-го совещания по вопросам космогонии. Нестационарные звезды*. Изд. АН СССР, 1955.
17. Б. В. Кукаркин. *Астр. цирк.*, № 155, декабрь 1954.
18. П. П. Паренаго. *Успехи астр. наук* 4, 1948.
19. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 13, 46, 1955.
20. П. П. Паренаго. *Труды ГАИШ* 20, 26, 1951.
21. П. Г. Шнирельман. *Астр. журн.* 29, 179, 1952.
22. П. П. Паренаго. *Астр. журн.* 29, № 3, 1952.
23. П. П. Паренаго. *Астр. журн.* 22, 129, 1945.
24. И. С. Шкловский. *Астр. журн.* 29, 418, 1952.
25. И. С. Шкловский. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 10, 169, 1953.
26. К. А. Бархатова. *Уч. зап. Уральского гос. ун-та*, вып. 7, 61, 1949.
27. C. Allen, a. Gum. *Astr. Journ. Sci. Res.* 3, 224, 1950.

СПЕКТР γ КАССИОПЕИ в августе—сентябре 1954 года

И. М. Копылов и А. А. Боярчук

По 11 спектрограммам γ Кассиопеи, полученным в августе—сентябре 1954 г. с дисперсией 23.4 Å/мм, построены контуры для 24 абсорбционных и эмиссионных линий (табл. 2 и фиг. 1—4).

За время с 1953 г. изменения в спектре γ Кассиопеи выразились лишь в общем незначительном (в среднем на 30%) уменьшении эквивалентных ширин эмиссионных и абсорбционных линий. Характер линий остался прежним.

Определение скорости вращения γ Кассиопеи дает величину 310 ± 25 км/сек.

В атмосфере γ Кассиопеи в настоящее время происходят сравнительно небольшие изменения. Это вытекает из сравнения результатов работ [1, 2] с результатами данной работы.

Настоящее сообщение является продолжением работы по спектрофотометрическому исследованию γ Кассиопеи, начатой в Крымской астрофизической обсерватории в 1952 г. [1, 2].

В течение августа—сентября 1954 г. было получено 11 спектрограмм γ Кассиопеи при помощи однопризменного спектрографа, прикрепленного к 50-дюймовому рефлектору Крымской астрофизической обсерватории. Линейная дисперсия 23.4 Å/мм у H_γ . Данные о полученных спектрограммах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата	Сорт пластинок	Экспозиция
26 августа 1954 г.	Ilford HP ₃	45 ^m
		45
		15
		15
4 сентября 1954 г.	Ilford Zenith	40
		40
		20
21 сентября 1954 г.	Ilford HP ₃	15
		20
28 сентября 1954 г.	Ilford Zenith	15
		15

Способы калибровки и обработки спектрограмм такие же, как и в работах [1, 2]. По регистрограммам, полученным при помощи саморегистрирующего микрофотометра типа Молля, для каждой линии в спектре γ Кассиопеи строился контур в интенсивностях. Для каждой линии по построенному контуру определялись следующие параметры: W_λ — полное поглощение (или излучение) линии (в $\text{\AA}$), $\Delta\lambda$ — полная полуширина линии (в $\text{\AA}$), b — ширина линии (в км/сек), r_{λ_0} — остаточная интенсивность в центре линии. Соответствующие результаты приводятся в табл. 2.

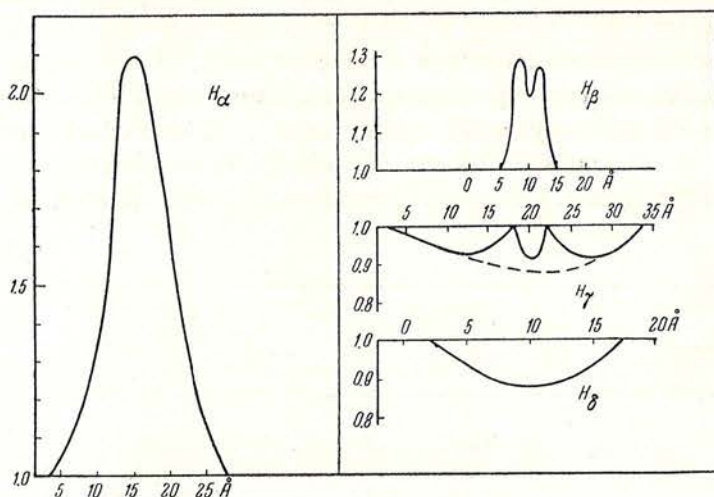
Т а б л и ц а 2

Линия, Элемент	W_λ $\text{\AA}$	$\Delta\lambda$ $\text{\AA}$	b км/сек	r_{λ_0}	n	Примечания
6563, H_α	10,3	8,4	1100	2,09	5	1, 2
5876, HeI	1,51	12,2	840	1,13	1	1, 2
4861, H_β	1,74	6,5	660	1,28—1,19	5	2, 3
4649, CIII, OII	0,74	6,0	590	0,88	3	4
4640, OII, Al II	0,58	5,6	540	0,90	3	4
4471, HeI	0,65	7,9	690	0,91	4	
4415, OII	0,30	5,0	510	0,95	1	4
4388, HeI	0,44	6,1	620	0,93	3	
4340, H_γ	2,28	25,0	2080	0,89	2	5
4144, HeI	0,44	6,1	640	0,92	2	
4120, OII?	0,62	6,7	710	0,90	2	4
4102, H_δ	1,49	11,6	1350	0,87	2	6
4090, OII, PIII, PII	0,55	6,5	680	0,91	2	4
4067, OII, CIII, CaIII, PII	0,45	7,0	740	0,93	2	4
4026, HeI	0,47	4,5	510	0,89	2	
4009, HeI	0,38	4,5	490	0,93	2	
3970, H_ϵ	1,10	5,6	1480	0,84	2	
3927, HeI	0,30	4,9	460	0,92	2	
3889, H_ζ , HeI	1,02	5,9	1370	0,86	3	
3835, H_η	1,05	7,2	1110	0,86	3	
3820, HeI, OIII	0,37	4,3	550	0,91	2	
3798, H_{10} , SiIII	1,02	6,5	990	0,84	2	
3771, H_{11}	0,69	5,2	1000	0,88	2	
3750, H_{12}	0,52	4,6	830	0,90	2	

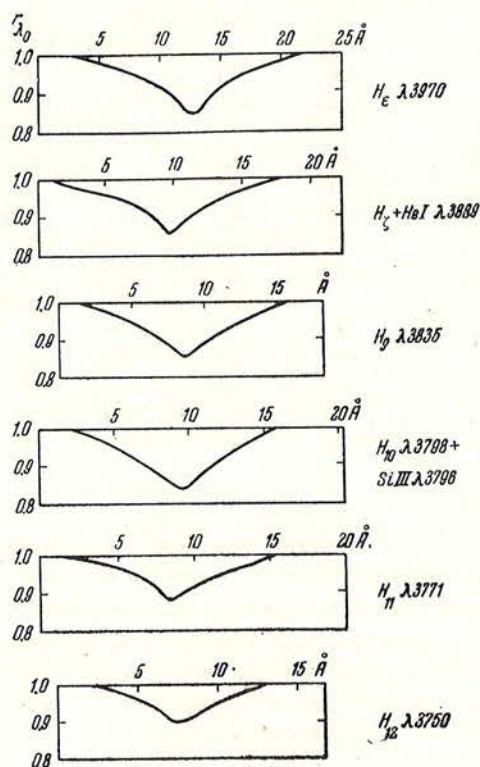
П р и м е ч а н и я:

¹ Центральный минимум в линии излучения отсутствует. ² Широкая линия поглощения не обнаружена. ³ Величина r_{λ_0} даётся отдельно для эмиссионных максимумов и для центра линии. ⁴ Бленда нескольких линий. ⁵ Величина W_λ (для широкой линии поглощения) вычислена путём экстраполирования к центру линии интенсивности в крыльях. Величина r_{λ_0} , вероятно, преувеличена, а W_λ преуменьшена. ⁶ Крылья линии проводятся неуверенно из-за присутствия с обеих сторон линии бленд $\lambda 4120$ и $\lambda 4090$. Эквивалентная ширина линии занижена.

Величины W_λ , $\Delta\lambda$, b и r_{λ_0} даются средние для каждой линии. В столбце 6 указывается число спектрограмм, использованных для построения среднего контура данной линии.

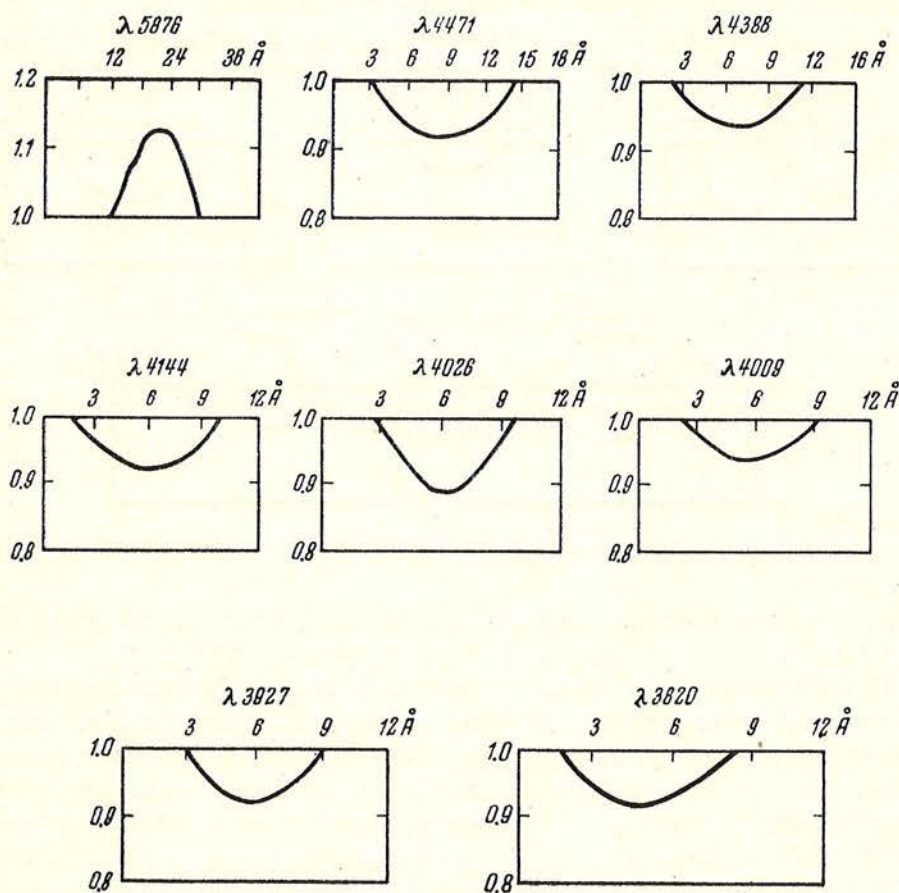


Фиг. 1. Контуры водородных линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} . Контур H_{δ} искажен наличием эмиссии в центре и бленд $\lambda 4089$ и $\lambda 4120$ на крыльях.



Фиг. 2. Контуры водородных линий $H_{\epsilon} - H_{12}$.

На фиг. 1—4 даны средние контуры для всех рассмотренных линий. Около эмиссионных линий H_α и H_β возможно наличие широких мелких линий поглощения. Однако эти линии поглощения очень трудно выявить из-за неуверенного проведения непрерывного спектра. Кроме того, для линии H_α эта неуверенность увеличивается тем, что линия расположена на спаде чувствительности используемого сорта пластинок.



Фиг. 3. Контурь линий диффузных серий гелия.

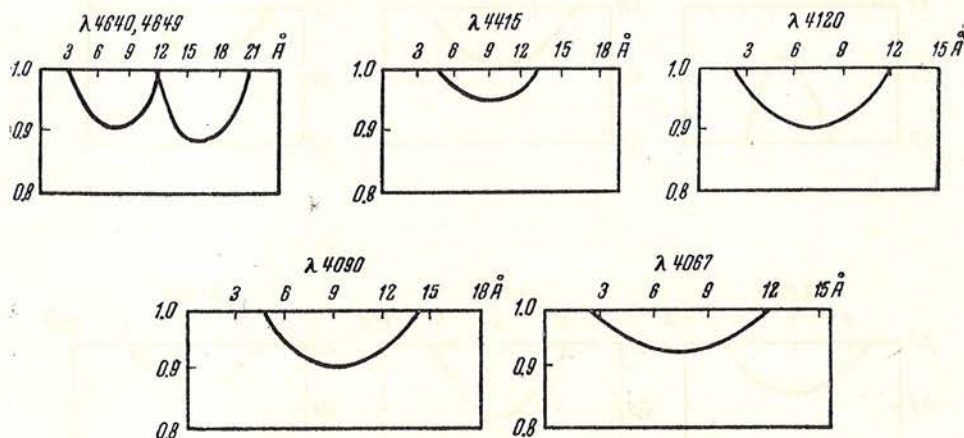
Общий характер линий остался практически неизменным по сравнению с предыдущими наблюдениями [1, 2].

Как и раньше [1, 2], эмиссия обнаруживается в линиях He I 5876, H_α , H_β , H_γ в явном виде, а в линии H_δ наличие эмиссии выражается в значительном увеличении центральной интенсивности линии.

Сравнение эквивалентных ширин линий, определенных в работах [1, 2] и в настоящем сообщении, позволяет сделать следующее вполне определенное заключение: при сохранении общего характерного вида линий эквивалентные ширины почти всех линий уменьшаются. Это уменьшение эквивалентных ширин составляет для всех линий в среднем около 30%. Вместе с тем, следует отметить, что относительные интенсивности (отно-

шение эквивалентных ширин) линий различных элементов остались практически неизменными. Таким образом, если попытаться оценить спектральный класс γ Кассиопеи так, как это делается в [1], то можно прийти к выводу о его неизменности.

Для оценки скорости вращения γ Кассиопеи были использованы контуры всех линий, кроме водородных. Величина $v \sin i \sim \frac{b}{2}$ оказалась по контурам 13 линий равной 310 ± 25 км/сек. В работах [1, 2] вели-



Фиг. 4. Контурсы линий $\lambda\lambda$ 4640, 4649, 4415, 4120, 4090, 4067.

чина $v \sin i$ оценивается в 330 и 340 км/сек соответственно, примерно с такой же вероятной ошибкой, как и в данном случае.

Незначительные изменения в контурах, эквивалентных ширинах и других параметрах изученных линий за период с осени 1952 г. свидетельствуют о том, что после бурных изменений, происходивших в атмосфере γ Кассиопеи в 1936—1941 гг. [3, 4], эта звезда проходит сейчас через стадию постепенного успокоения. Монотонность небольших изменений, наблюдавшихся в спектре γ Кассиопеи осенью 1952 г., осенью 1953 г. и осенью 1954 г. может, повидимому, рассматриваться как признак того, что и в промежутке между этими наблюдениями никаких иных изменений в спектре и в физических условиях в атмосфере γ Кассиопеи не происходило.

Литература

1. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 59, 1954.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 162, 1954.
3. В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 1, 59, 1947.
4. R. B. Baldwin. Ap. J. 92, 82, 1940.

Утверждено к печати Крымской астрофизической
обсерваторией Академии наук СССР

Редактор издательства И. Е. Рахлин
Технический редактор Е. Д. Гракова

РИСО АН СССР №39-17В. Сдано в набор 29/VI 1955 г.
Подп. в печать 19/VIII 1955 г. Формат бум. $70 \times 108^{1/16}$.
Печ. л. $12,25 = 16,76 + 9$ вкл. Уч.-изд. лист. 15,9
Тираж 1200 Т-07117. Изд. № 1138. Тип. зак. 199

Бесплатно

Издательство Академии наук СССР
Москва, В-64, Подсосенский пер., д. 21

1-я тип. Издат. Академии наук СССР.
Ленинград, В. О., 9 линия, д. 12