

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ԳՐԱԿ XVI ВЫПУСК

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

Г. А. Гурздян

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных выводов теории свечения газовых туманностей является весьма слабая зависимость относительных интенсивностей эмиссионных водородных линий от физических условий в туманности и ее размеров. Этот вывод обусловлен, во-первых, тем, что у газовых туманностей мы имеем чисто рекомбинационные спектры, при которых вероятности атомных переходов и, следовательно, интенсивности линий обуславливаются природой этих атомных переходов и не связаны с физическими условиями среды. Во-вторых, вследствие крайне незначительной населенности возбужденных уровней атомов, газовая туманность является практически прозрачной в частотах спектральных линий. Благодаря этому спектральный состав излучения и, в частности, относительные интенсивности водородных линий не будут изменяться при прохождении луча по всей толще туманности. Относительные интенсивности водородных линий, следовательно и бальмеровский декремент, для данной чисто газовой туманности будут одинаковыми как в ее центральной, так и в периферийной областях.

Указанный вывод, повидимому, справедлив для планетарных туманностей, являющихся, безусловно, чисто газовыми образованиями. Мы не располагаем данными, касающимися величины бальмеровского декремента различных частей планетарной туманности. Но есть основание полагать, что этот декремент постоянен везде. На это указывает хотя бы одинаковость размеров монохроматических изображений туманности в частотах различных водородных линий. Косвенным подтверждением может являться тот факт,

что бальмеровский декремент почти одинаков для всех планетарных туманностей, имеющих самые различные размеры и массы. Наблюдаемые небольшие отклонения хорошо объясняются межзвездным селективным поглощением [1, 2].

Иначе обстоит дело с диффузными туманностями. Имеющиеся данные говорят о том, что бальмеровский декремент далеко не одинаков для всех диффузных туманностей и что наблюдаемый разброс невозможно объяснить одним межзвездным селективным поглощением. Что же касается постоянства декремента в пределах данной туманности, то убедительных данных мы пока не имеем. Гринштейн и Хиней, например, отмечают отсутствие заметного изменения бальмеровского декремента в пределах туманности Ориона (NGC 1976) [4]. Данные же В. А. Домбровского, правда крайне скудные, повидимому говорят об обратном: для H_7/H_3 он получил значения 0.40, 0.33 и 0.47 для трех областей туманности Ориона [4]. Измерение С. П. Пикельнера для туманности NGC 7000 дают заметно отличающиеся друг от друга значения бальмеровского декремента для различных областей туманности.

Детальное спектрофотометрическое исследование эмиссионных линий и непрерывного спектра газопылевых туманностей, результаты которого, после тщательного анализа, могут дать весьма ценные сведения об их структуре и физической природе, является вполне актуальной задачей. Нами предпринята такая попытка в отношении большой туманности Ориона (NGC 1976).

В настоящей работе приводятся результаты исследования, касающегося, в основном, определения величины бальмеровского декремента, а также относительной интенсивности непрерывного спектра и других эмиссионных линий на различных расстояниях от возбуждающей звезды. На основании этих данных сделана попытка выяснить природу непрерывного излучения туманности Ориона, определить электронную и спектрофотометрическую температуры, а также температуру возбуждающей туманность звезды.

§ 2. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

Важным условием, обеспечивающим успешное решение поставленной выше задачи, является разработка такой методики, при которой можно будет свести влияния многочисленных ошибок наблюдения, измерения и обработки к минимуму. В этом отношении метод, при котором последовательно фотографируются узко направленным спектрографом отдельные области туманности на отдельных пластинках и в разные ночи, следует признать малопригодным. Нужно добиваться того, чтобы в одну ночь на одной и той же пластинке получить спектрограммы различных областей туманности в абсолютно одинаковых условиях, т. е. одновременно, с одинаковой экспозицией и в одном и том же интервале зенитного расстояния. Этим создаются необходимые условия для точного сравнения интенсивностей эмиссионных линий в различных областях туманности; в этом случае нет необходимости вводить исправление за разницу в дисперсии, за разницу зенитных расстояний (одна эта операция могла быть источником заметных ошибок). Нет необходимости также получать спектр сравнения, поскольку нас интересует не абсолютное значение отношений интенсивностей, а изменение этих отношений при переходе от центра к краям туманности.

Всеми этими условиями удовлетворяет небулярный спектрограф. Мы использовали небулярный спектрограф Бюраканской астрофизической обсерватории, конструкция и оптика которого аналогичны небулярному спектрографу Крымской астрофизической обсерватории. Описание спектрографа приведено в [5]. Здесь же приводим только его основные данные.

Камера спектрографа — менисковая, с $F:1$ и отверстием 150 мм. К сожалению спектрограф не позволяет проводить исследование спектров в далеком ультрафиолете; две призмы сделаны из флинта, а мениск — из крона. Дисперсия $260\text{Å}/\text{мм}$ около H_γ , разрешающая сила 25—30 линий на 1 мм.

Если камера фокусируется на щель, то в одну точку изображения линии собирается свет с участка неба диаме-

тром $10'$. Длина щелевого зеркала равна 80 см, расстояние между полярным и щелевым зеркалами — 25 м. Поэтому спектрограф сразу может сфотографировать спектр прямоугольной области неба размерами $10' \times 54'$. Это преимущество спектрографа мы и решили использовать: направляя центр щелевого зеркала на центр туманности и фотографируя ее, мы получаем спектр, распределение энергии вдоль спектральных линий которого будет соответствовать распределению энергии по сечению туманности длиной $54'$. К сожалению, конструкция спектрографа не позволяет получать "сечения" по различным позиционным углам: щель unavoidably связана с полярной осью, будучи перпендикулярна ей.

При такой методике работы чрезвычайно важное значение приобретает хроматическая aberrация камеры. Хотя поставленную выше работу можно выполнить на камере, обладающей определенной хроматической aberrацией, исправляя ее обычным способом, но вызванные этим ошибки трудно будет контролировать и тем более устранить. Поэтому целесообразно работать с камерой, обладающей в этом отношении хорошими качествами. Что касается нашей менисковой камеры (системы Д. Макустова), то, как известно, почти полное устранение хроматической aberrации является ее основным достоинством. На наших пробных спектрограммах, полученных при фотографировании ртутной лампы, ширина спектра оказалась постоянной в интервале λ 5000 — 3700 Å с точностью до одной сотой доли миллиметра.

Длина изображения щели на пластинке получается равной 2.4 мм, что соответствует масштабу пластинки 22' на 1 мм. При нормальной экспозиции туманности Ориона высота спектра получается равной приблизительно 1.5 мм, а пригодной для измерения части — 1.2 мм. Разделяя спектрограмму по высоте на 6, а иногда 8 параллельных частей с интервалом 0.2 мм, мы можем измерить интенсивности, соответствующие интервалу расстояний на изображении туманности $\sim 4'.5$. Разумеется, в каждой точке мы будем иметь усредненные величины интенсивностей в пределах

диаметра 10'. Таким образом, одна такая спектрограмма эквивалентна 6—8 различным пластинкам, полученным для 6—8 различных областей туманности.

Во избежание передержек пластинок мы ограничились исследованиями расстояний до 14' от центра туманности (от Трещины) в западную сторону, а иногда и до 18'. С восточной стороны, вследствие небольшой протяженности светлой части туманности, это расстояние несколько меньше. Во всех случаях получены фотографические „сечения“, проходящие через Трещину, хотя можно было получить аналогичные „сечения“ (параллельные друг другу) для южной или северной частей туманности. Это вызвано желанием сравнить каждый раз относительные интенсивности в данной точке с таковыми для центральной области (область Трещины).

Спектрограммы получены на пластинках Илфорд Зенит суперсенситив с экспозицией от 20 минут до 1 час 30 минут, иногда до 2 часов. Для возможно полного использования нашего материала был получен также спектр звезды сравнения, в качестве которой мы брали Сириус (типа А0), снимая ее каждый раз приблизительно на такой же высоте, что и изучаемый объект. Нормальная экспозиция и нормальная ширина спектра Сириуса получается при прохождении его изображения один раз по камере, что соответствует экспозиции приблизительно 40 сек. Специальное исследование Пикельнера показало [5], что подобная разница в экспозициях (40 сек. и 2 часа) и в характере съемки между объектом сравнения и изучаемым объектом допустима.

Калибровка пластинок производилась с помощью фотометрических стандартов, полученных на миниатюрном трубчатом фотометре, специально изготовленном механиком Бюраканской обсерватории А. Аствацатуряном. Фотометр имеет шесть отверстий, имеющих следующие значения логарифмов отношений поверхностей: 0.000, 0.370, 0.665, 0.949, 1.228 и 1.528. Учитывая, что характеристические кривые, построенные для различных длин волн в интервале $\lambda\lambda 5000$ —3700 Å, практически совпадают, мы сочли целесообразным

получить фотометрические стандарты только с одним синим фильтром. Для каждой измеряемой спектрограммы было получено по 2—3 фотометрических стандарта с экспозициями от 40 сек. до 3 мин.

Измерение пластинок производилось на саморегистрирующем микрофотометре Бюраканской обсерватории [6]. Учитывая особенности, связанные с измерением спектральных линий, записи проводились с возможно малой скоростью. В среднем одна запись получилась за 25 мин., что соответствует скорости передвижения пластинки 0.2 м.м в минуту. Относительно высокая чувствительность гальванометра позволяла получить отброс между фоном пластинки и темнотой в размере 75—85 м.м при размерах щели микрофотометра 0.20 × 0.07 м.м. Записи были получены с увеличением в 70 раз.

Из полученных нескольких десятков спектрограмм были обработаны 12. Для четырех из них было получено по 6—8 записей, что эквивалентно примерно 30 спектрограммам. Для некоторых были получены специальные записи — вдоль спектральных линий (перпендикулярно дисперсии). Всего было получено и обработано более 70 микрофототграмм. Чтобы получить записи строго параллельно направлению дисперсии спектрографа, были нанесены на спектрограммах специальные реперы. Это сделано следующим образом. После окончания фотографирования объекта длина щелевого зеркала сокращалась до 1—2 см, причем оставался открытым один из его концов (восточный или западный). Пропуская через эту часть щели изображение какой-нибудь яркой звезды, мы фотографировали ее с небольшой экспозицией (при включенном часовом механизме). Получается рядом со спектром исследуемого объекта длинная узкая линия (ничточный спектр), которая и служит репером для нахождения направления дисперсии, а также центра туманности на пластинке.

На рис. 1 приведена репродукция одной из спектрограмм. Там же видны реперы (с обеих сторон).

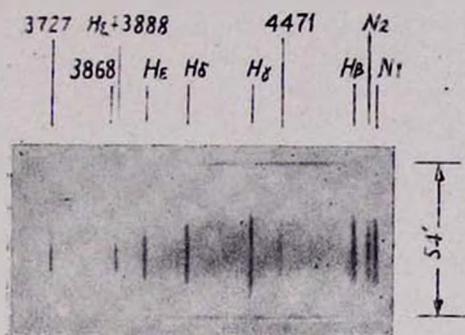


Рис. 1

§ 3. ИЗМЕНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Процедура определения изменения относительных интенсивностей водородных (и вообще любых) линий с удалением от возбуждающей звезды заключается в следующем: получая фотографические разрезы на спектрограмме, как это описано в предыдущем параграфе, определяем затем полные (т. е. проинтегрированные по всей ширине линии) относительные интенсивности всех линий (приняв $H_3 = 1$), не исправляя их за дифференциальное поглощение оптики и атмосферы, а также за спектральную чувствительность фотопластинок. Полученные таким образом бальмеровские декременты (не истинные) сравниваем между собой, приняв при этом бальмеровский декремент в области Трапеции за единицу*.

Уже беглый просмотр микрофотограмм указывает на наличие заметных разниц в относительных интенсивностях при переходе от центра туманности к ее периферии.

На рис. 2 приведены две записи, причем верхняя относится к центральной области туманности, а нижняя — к области, находящейся на $14'$ западнее от центра. Особо сильное изменение замечается в линиях $N_1 + N_2$, о которых речь будет идти ниже.

Две пластинки — № 202 и 207 — оказались наиболее удачными, поэтому результаты, полученные по ним, следует считать наиболее надежными. В табл. 1 приведены результаты, касающиеся изменения относительных интенсивностей водородных линий на разных расстояниях от центра туманности в обе стороны (здесь и в дальнейшем расстояние измеряется в минутах дуги).

* Иными словами, нами для каждой линии Бальмеровской серии с номером i определялось отношение отношений

$$\left(\frac{H_i}{H_3}\right)_r : \left(\frac{H_i}{H_3}\right)_{r=c},$$

где r означает то расстояние от Трапеции, для которого производилось измерение.

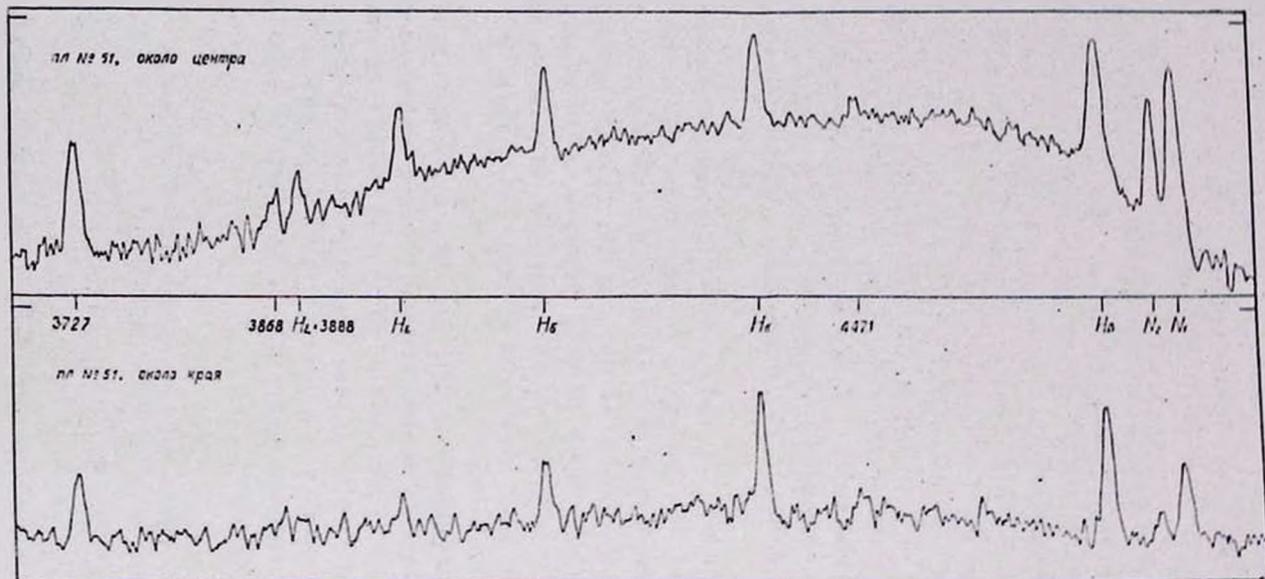


Рис. 2. Примеры записей, полученные по пл. № 51. Верхняя — около центра спектрограммы (центр туманности Ориона), нижняя — около края.

Таблица 1
Относительные интенсивности водородных
линий по пл. № 202

	З а п а д				Восток	
	0'	4'.5	9'	13'.5	4'.5	9'
H ₃	1	1	1	1	1	1
H ₇	1	1	0.80	0.88	0.85	0.83
H _ε	1	0.80	0.75	0.64	0.87	0.71
H _δ	1	0.79	0.71	0.45	0.83	0.60
H _γ	1	0.83	0.86	0.62	0.55	0.76

В табл. 2 приведены значения тех же величин, полученные по измерениям пл. № 207.

Таблица 2
Относительные интенсивности водородных
линий по пл. № 207

	З а п а д				Восток	
	0'	4'.5	9'	13'.5	4'.5	9'
H ₃	1	1	1	1	1	1
H ₇	1	0.97	1.05	0.94	0.89	0.74
H _ε	1	1.02	0.94	0.74	1.00	0.97
H _δ	1	0.97	0.73	0.52	0.91	0.73
H _γ	1	—	—	—	0.81	—

Самой доброкачественной, пожалуй, оказалась пластинка № 51. Однако она была получена без репера, вследствие чего направление дисперсии пришлось определить приблизительно. Поэтому результаты, полученные по измерениям этой пластинки, следует считать менее надежными. В табл. 3 приведены только усредненные по обоим направлениям значения относительных интенсивностей H_γ, полученные по пластинке № 51.

Небезинтересно привести также результаты, полученные по измерениям пл. № 50. По этой пластинке было получено 8 записей, из которых три показали сильную пере-

Таблица 3

Относительные интенсивности водородных линий
по пл. № 51

	0'	3'	6'	9'	12'
H ₃	1	1	1	1	1
H ₇	1	0.76	0.71	0.85	0.57
H ₂	1	0.96	0.93	0.96	0.83
H ₁	1	1.18	0.71	1.12	0.53
H ₄	1	—	0.78	0.55	—

держку пластинки (в центральных областях туманности). В отличие от остальных, на этой пластинке удалось фиксировать область, находящуюся значительно дальше от центра (до 18'). В табл. 4 приведены результаты измерения в произвольных единицах.

Таблица 4

Относительные интенсивности водородных линий
по пл. № 50

	Запад					Восток		
	0'	4'.5	9'	13'.5	18'	4'.5	9'	13'.5
H ₃	—	—	—	1	1	1	1	1
H ₇	—	—	—	0.78	0.69	0.85	0.80	0.76
H ₂	—	—	—	0.22	0.24	0.34	0.44	0.33
H ₄	—	—	—	0.13	—	0.23	0.25	—
H ₁	—	—	—	0.07	—	0.12	0.18	—

Приведенные в табл. 1—4 данные позволяют сделать следующие выводы:

а) относительные интенсивности измеренных нами водородных линий уменьшаются с удалением от возбуждающей звезды;

б) изменение относительных интенсивностей происходит тем сильнее, чем короче длина волны.

Эти выводы хорошо иллюстрируются рисунками 3 и 4, построенными по данным табл. 1 и 2 (усредненные величины).

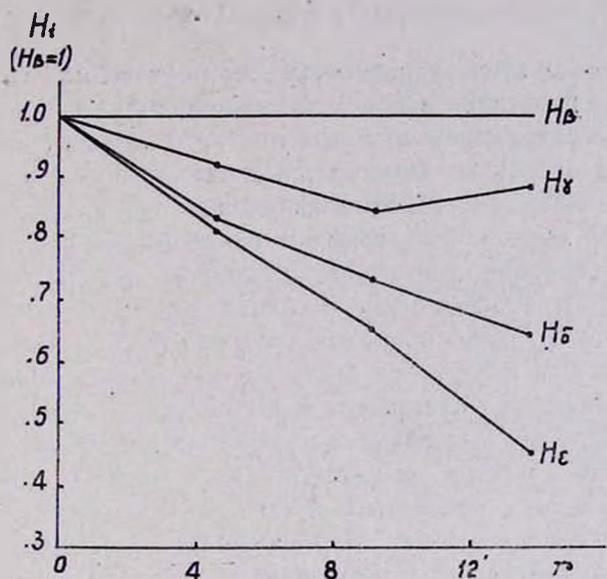


Рис. 3. Распределение относительных интенсивностей водородных эмиссионных линий по туманности Ориона по измерениям пл. № 202.

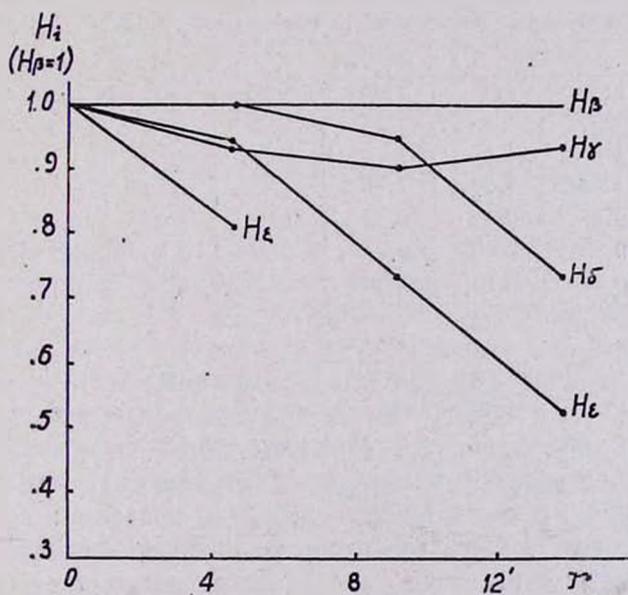


Рис. 4. Распределение относительных интенсивностей водородных эмиссионных линий по туманности Ориона по измерениям пл. № 207.

Для большей уверенности мы производили измерения одной из пластинок (№ 50) еще следующим образом. На саморегистрирующем микрофотометре были получены записи *вооль* отдельных спектральных линий. Чтобы исключить интенсивность непрерывного излучения, тут же, рядом с измеряемой линией, был измерен непрерывный спектр (фон). Для обеспечения достаточной точности между отбросами гальванометра „спектральная линия + фон“ и „фон“ необходимо брать щель возможно меньшей высоты. Однако для осторожности следует ее брать в два-три раза больше толщины линии, что составляет 0.06—0.08 м.м.

Поскольку центральная область на пл. № 50 передержана, пришлось ее исключить. Результаты (в произвольных единицах) приведены в табл. 5. Как видно из этой таблицы, относительные интенсивности водородных линий, хотя и не всегда, но в большинстве случаев заметным образом уменьшаются с удалением от центра туманности.

Таблица 5
Относительные интенсивности водородных линий по пл. № 50

	З а п а д				В о с т о к		
	12'	14'	16'	18'	12'	14'	16'
H ₃	1	1	1	1	1	1	1
H ₇	1.35	1.28	1.40	—	1.78	1.70	1.40
H ₂	0.91	0.71	0.59	0.62	1.00	0.92	1.00
H ₁	0.83	0.89	0.94	—	0.83	0.70	0.60
H ₂	0.44	0.36	0.30	—	0.25	0.15	—

В приведенных в табл. 1—5 данных заметен некоторый разброс в значениях относительных интенсивностей для одной и той же области. Учитывая также, что при получении спектрограмм камера спектрографа была сфокусирована на щель, а не на небо, что должно привести к некоторому перераспределению энергии, то к полученным результатам следует относиться с некоторой осторожностью. Однако преимущества мегодики, описанной выше, могут дать известную гарантию на правдоподобность полученных резуль-

татов. Во всяком случае факт изменения относительных интенсивностей при удалении от возбуждающей туманности Ориона звезды трудно поставить под сомнение.

§ 4. ДРУГИЕ ЛИНИИ

1. *Зеленый дублет* $N_1 + N_2$ [ОIII].— Более достоверные и более сильные изменения обнаруживаются в отношении зеленого дублета дважды ионизованного кислорода $N_1 + N_2$, а также ультрафиолетового дублета однажды ионизованного кислорода — λ 3726 + 3729 (см. ниже).

В табл. 6 приведены результаты измерения относительных интенсивностей $N_1 + N_2 / H\beta$ на различных расстояниях от возбуждающей звезды (полученные из разных пластинок).

Таблица 6

№№ пласт.	$E_{N_1+N_2} / E_{H\beta}$				
	$r=0'$	4'.5	9'	13'.5	18'
202	1	0.73	0.61	0.56	—
207	1	0.94	0.78	0.58	—
51	1	0.80	0.71	0.60	—
50	—	—	—	—	0.79
	1	0.82 ± 0.06	0.70 ± 0.05	0.58 ± 0.01	—

Значение $N_1 + N_2 / H\beta$ принято равным единице в центре туманности. В последней строке приведены средние величины (по пластинкам №№ 202, 207 и 51) отношения $N_1 + N_2 / H\beta$ и вычисленные среднеквадратические ошибки арифметического среднего. Для большей наглядности данные этой таблицы нанесены в виде кривых на рис. 5.

Наши результаты о поведении $N_1 + N_2 / H\beta$ в туманности Ориона качественно совпадают с результатами Гриштейна и Хиней [3] и Домбровского [4]. Однако в количественном отношении обнаруживается некоторое расхождение. Так, например, в [3] получается для $N_1 + N_2 / H\beta$ на расстояния 10'—12' от центра значение, по крайней мере, в шесть раз меньше, чем значение этого отношения в центре,

а по [4]—в два-три раза. Между тем в нашем случае указанное отношение меняется не более чем в два раза.

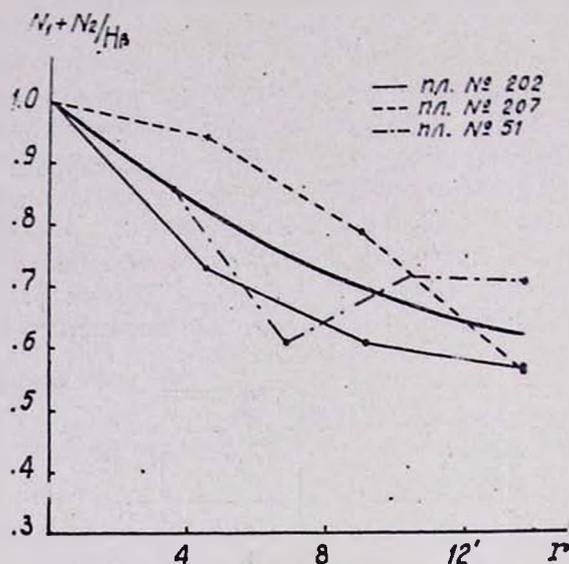


Рис. 5. Распределение относительных интенсивностей линий $N_1 + N_2$, полученное по трем пластинкам.

Несовпадение наших результатов (в количественном отношении) с [3] и [4] мы объясняем тем, что в [3] и [4] фотографирование спектров было произведено с инструментами, обеспечивающими более сильную локализацию [фотографируемой области (например, в [3] спектрограф интегрирует область неба диаметром в $3'$, что в три с лишним раза меньше, чем у нашего спектрографа)]. Понятно, что это обстоятельство должно привести к более сильному градиенту величины $N_1 + N_2 / H\alpha$, чем это получается у нас.

2. *Ультрафиолетовый дублен.* $\lambda 3727$ [OII].— Качественно такой же результат получается и для $\lambda 3727 / H\beta$. В табл. 7 приведены результаты измерения в таком же порядке, что и в табл. 6. Эти же результаты изображены графически на рис. 6. Уменьшение $\lambda 3727 / H\beta$ с расстоянием от центра туманности очевидно.

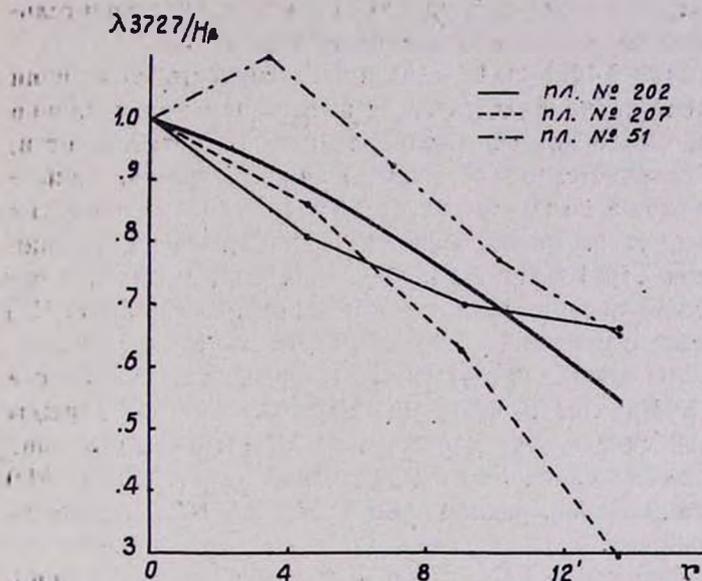


Рис. 6. Распределение относительной интенсивности линии $\lambda 3727$, полученное по трем пластинкам.

Таблица 7

$E_{\lambda 3727} / E_{H\beta}$

№№ пласт.	$r=0$	4'.5	9'	13'.5	18
202	1'	0.81	0.77	0.66	—
207	1	0.86	0.62	0.28	—
51	1	1.00	0.77	0.65	—
50	—	—	—	1	1
	1	0.89 ± 0.06	0.72 ± 0.05	0.53 ± 0.10	—

Наши результаты в отношении изменения $\lambda 3727 / H\beta$ с расстоянием от центра не находятся в согласии с результатами Гринштейна и Хинней. Они получили для $\lambda 3727 / H\beta$ почти постоянное значение по всей туманности; даже отмечается тенденция медленного возрастания этого отношения с удалением от центра. Домбровский же линию $\lambda 3727$



не измерял. Мы пока затрудняемся дать удовлетворительное объяснение указанного расхождения.

3. *Линия $\lambda 4471$ He I.*—Малая интенсивность этой линии не позволяет точно следить за ее поведением при удалении от центра. Особенностью распределения ее интенсивности, (чем она отличается от остальных) нужно считать, во-первых, то, что она не присутствует на периферийных областях туманности, т. е. монохроматическое изображение туманности в линии $\lambda 4471$ значительно меньше, чем, скажем, в частотах бальмеровской серии. Во-вторых, отношение $\lambda 4471 / H\beta$ уменьшается с удалением от центра довольно медленно.

Размер монохроматического изображения туманности в линии $\lambda 4471$ легче всего определить, получив дважды фотометрические записи вдоль линии $\lambda 4471$; сперва „линия + фон“, потом „фон“. Это было сделано на пластинке № 50 и получено значение, равное приблизительно $14'$ для диаметра изображения.

Изменение $\lambda 4471 / H\beta$ с удалением от центра туманности очевидно из данных, приведенных в табл. 8. Уменьшение $\lambda 4471 / H\beta$ с удалением от центра (до расстояния $5'$) было отмечено также Домбровским [4].

Таблица 8

№№ пласт.	$E_{\lambda 4471} / E_{H\beta}$			
	$r=0$	$4'.5$	$9'$	$13'.5$
202	1	0.95	0.80	—
207	1	0.91	0.79	—
51	1	1.0	0.87	—

§ 5. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Почти для всех пластинок были получены спектры источника сравнения (Сириус, А0), с помощью которых и были определены обычным способом истинные значения относительных интенсивностей спектральных линий. При этом

возник ряд затруднений, которые, видимо, заставят нас пересмотреть в дальнейшем примененную в этой части работы методику. Одно из них связано с измерением линий $N_1 + N_2$ и отчасти H_3 ; вследствие того, что для наших пластинок пределом эффективной чувствительности является $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$, измерения интенсивностей указанных линий становятся несколько неуверенными. Еще хуже обстоит дело с измерением линии $\lambda 3727$, что было отмечено и Пикельнером [5]. Сильное поглощение в оптике спектрографа в этой области оказывает свое влияние на точность измерения этой линии. Спектр сравнения выбранной нами звезды в этой области частот получается сильно недодержанным. Кроме того, сами водородные линии поглощения сливаются у $\lambda 3727$, вследствие чего следует внести известный корректив в полученные результаты. Все это делает результаты несколько неуверенными. Тем не менее мы сочли возможным привести их, что и сделано в табл. 9. Во втором столбце этой таблицы, приведены интенсивности для центральной области туманности Ориона, σ означает среднюю квадратическую ошибку среднего арифметического, n — количество измеренных пластинок. Там же, для сравнения, приведены результаты, полученные Пласкеттом [27], Гринштейном и Хиней [3] и Домбровским [4].

Таблица 9

Относительные интенсивности эмиссионных линий для центральной области туманности Ориона

Линии	Интенс.	σ	n	Пласкетт	Гринштейн и Хиней	Домбровский
$N_1 + N_2$	3.78	± 0.14	4	4.6	1.6	4.80
H_3	1.00	4	1.00	1.00	1.00
$\lambda 4471 \text{ HeI}$	0.05	0.01	4	—	—	0.05
H_7	0.41	0.02	4	0.48	0.60	0.40
H_6	0.19	0.03	4	0.10	0.37	—
H_4	0.13	0.06	4	—	0.20	—
$H_2 + \lambda 3888$	0.08	0.02	4	—	0.20	—
$\lambda 3868 \text{ [NeII]}$	0.08	0.01	3	—	—	—
$\lambda 3727$	1.75	0.25	4	—	2.8	—

Нами были также определены из ряда пластинок относительные интенсивности линий для двух областей, первая из которых находится на расстоянии 9' — 12' восточнее центра туманности, вторая 13' — 15' западнее. Результаты приведены в табл. 10.

Таблица 10

Относительные интенсивности эмиссионных линий для двух областей туманности Орiona

Линии	9—12' восточнее			13—15' западнее		
	интенс.	σ	n	интенс.	σ	n
$N_1 + N_2$	2.40	± 0.01	5	3.10	± 0.12	4
H_3	1.00	5	1.00	6
H_7	0.34	0.03	5	0.35	0.05	6
H_8	0.16	0.02	5	0.17	0.02	6
H_1	0.10	0.01	5	0.10	0.02	6
$H_2 + 73888$	0.07	0.01	5	0.07	0.01	5
73868 [NeII]	0.04	0.00	3	0.04	0.02	4
73727	1.30	0.25	5	1.40	0.14	6

§ 6. НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР

Особый интерес представляет распределение энергии непрерывного спектра по изображению туманности Орiona. Этим вопросом раньше занимались Гринштейн и Хинней, а также Домбровский. Первые получили почти постоянное отношение интенсивности непрерывного излучения в интервале $\lambda 4861-3727 \text{ \AA}$ к сумме интенсивностей всех эмиссионных линий в том же интервале [3]. Домбровский нашел, что отношение интенсивности непрерывного излучения в интервале $\lambda 4660-5060 \text{ \AA}$ к интенсивности линии H_3 растет с удалением от возбуждающей звезды [4].

Мы сочли целесообразным обрабатывать полученный нами материал несколько иначе. Именно, мы определили отношение интенсивностей непрерывного спектра шприцей

в 100 Å на различных длинах волны к интенсивности H_{β} *. Результаты, полученные по пластинкам №№ 202 и 207, представлены в табл. 11, где через C_3 , C_7 , C_8 и C_1 обозначены интенсивности непрерывного спектра шириной 100 Å в частотах линий H_{β} , H_7 , H_8 и H_1 . Отношение C_1/H_{β} принято за единицу в области Трапеции.

Таблица 11
Относительные интенсивности непрерывного излучения, C_i / H_{β}

	Пласт. № 202				Пласт. № 207			
	0'	4'.5	9'	13'.5	0'	4'.5	9'	13'.5
C_3 / H_{β}	1	0.87	0.94	0.57	1	0.74	0.50	0.19
C_7 / H_{β}	1	0.90	0.90	0.62	1	0.85	0.63	0.33
C_8 / H_{β}	1	0.85	0.93	0.56	1	0.78	0.58	0.7
C_1 / H_{β}	1	1.0	0.75	—	1	0.74	0.46	0.30

Хотя результаты, полученные по двум пластинкам, несколько отличаются друг от друга в количественном отношении, но качественно они одинаковы: отношение C_i/H_{β} уменьшается, притом достаточно сильно, с удалением от возбуждающей звезды. Другими словами, интенсивность непрерывного излучения убывает быстрее, чем интенсивность атомного свечения**. Этот вывод, достаточно уверенный на

* Влияние непрерывного излучения звезд Трапеции на непрерывный спектр туманности в данном случае исключается благодаря тому, что при фотографировании звезд светосила спектрографа сильно уменьшается. Ни на одной спектрограмме нам не удалось обнаружить (и на глаз и на поперечных микрофотограммах) следы звезд Трапеции.

** Как сообщил нам В. А. Амбарцумян, в представленной к печати работе Ю. Н. Липский показывает, что инструментальная поляризация спектрографов приводит к некоторому искажению истинного распределения энергии в спектре, если измерение сравниваемых источников имеет различную поляризацию. Поскольку непрерывный спектр туманности Ориона обладает известной поляризацией, а эмиссионные линии не должны обладать такой же поляризацией, то к полученным в этом параграфе результатам о распределении энергии в непрерывном спектре туманности Ориона следует относиться с некоторой осторожностью.

наш взгляд. должен помочь нам при выяснении природы непрерывного излучения туманности Ориона, на чем мы остановимся в § 9.

§ 7. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАДИЕНТЫ

Было определено распределение энергии в непрерывном спектре в различных областях туманности Ориона в интервале длин волн λ 4050—4618 Å.

Сперва были составлены кривые относительной яркости, т. е. зависимость Δm_λ от $1/\lambda$ для различных областей туманности, где Δm_λ есть:

$\Delta m_\lambda = m_\lambda$ звезды сравнения — m_λ туманности.

На рис. 7 приведены эти кривые, составленные по измерениям пластинки № 207. Измерения произведены на волнах: λ 4050, 4102, 4220, 4340, 4440, 4540 и 4618 Å. По абсциссе отложены $1/\lambda$, а по ординате — Δm_λ , данная с точностью до некоторого постоянного слагаемого C , учитывающего разницу в экспозициях спектра сравнения и спектра исследуемого объекта.

Полученные результаты указывают на почти полное постоянство Δm_λ при изменении $1/\lambda$. Это является указанием на то, что распределение энергии в непрерывном спектре туманности имеет примерно тот же вид, что и у источника сравнения, т. е. звезды типа А0. Однако заметно появление некоторого, отличного от нуля углового коэффициента зависимости Δm_λ от $1/\lambda$ на близких к возбуждающей звезде расстояниях; на коротких волнах эта разница меньше, чем на длинных. Туманность в центральной области излучает больше энергии в длинных волнах, чем звезда сравнения. Впрочем эта закономерность проявляется не очень сильно; аналогичные вычисления, произведенные по измерениям пластинки № 202, дают более слабую зависимость Δm_λ от $1/\lambda$. Поэтому в настоящее время правильнее говорить о приблизительном постоянстве Δm_λ при изменении $1/\lambda$ на всех расстояниях от возбуждающей звезды. Специальное исследование этого вопроса, которое должно опираться на более широкий материал, нужно считать весьма желательным. Если подтвердится полученный выше предварительный результат о раз-

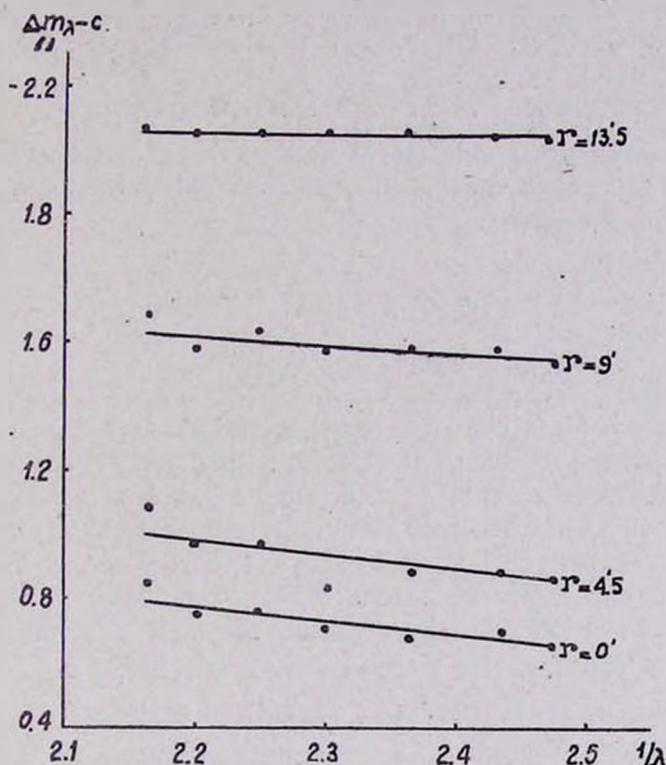


Рис. 7. Зависимость разностей $\Delta m_\lambda = m_\lambda$ звезда сравнения — m_λ туманность* от $1/\lambda$ на разных расстояниях от центра туманности.

личии наклонов прямых $\Delta m_\lambda = f(1/\lambda)$ на различных расстояниях от возбуждающей звезды, то это будет означать неодинаковость цветовых (спектрофотометрических) температур в различных частях туманности Ориона.

Полученные кривые относительных яркостей были использованы для определения относительных спектрофотометрических градиентов по формуле:

$$\Delta \varphi = -0.921 \frac{d(\Delta m_\lambda)}{d(1/\lambda)}.$$

Для определения абсолютных спектрофотометрических градиентов имеем:

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta \varphi.$$

где φ_0 — абсолютный градиент объекта сравнения, в нашем случае Спринса. Он принят равным $\varphi_0 = +1.00$ ($T_c = 16500^\circ \text{K}$).

Определение относительных спектрофотометрических градиентов для интервала $\lambda\lambda$ 4050—4618 Å произведено путем применения способа наименьших квадратов к условным уравнениям вида

$$a + \frac{1}{\lambda} \frac{d(\Delta m_\lambda)}{d(\lambda)} = \Delta m_\lambda,$$

где a — некоторая постоянная.

Были измерены пластинки №№ 202 и 207. С каждой пластинки были сняты фотометрические записи для шести различных рассеяний от центра туманности. Всего было обработано двенадцать записей. Результаты приведены в табл. 12. Относительные спектрофотометрические градиенты, хотя и меняются при переходе от одного места к другому, но они в среднем одинакового знака для всей туманности. Средний относительный градиент по двум пластинкам для всей туманности равен $\Delta\varphi = +0.40$. Соответственно этому получаем для абсолютного градиента $\bar{\varphi} = +1.40$ для интервала $\lambda\lambda$ 4050—4618 Å, а для среднего значения цветовой (спектрофотометрической) температуры — $T_c = 11000\text{K}$.

Таблица 12

Относительные ($\Delta\varphi$) и абсолютные ($\bar{\varphi}$) спектрофотометрические градиенты

		Запад				Восток	
		0'	4'.5	9'	13'.5	4'.5	9'
пласт.	$\Delta\varphi$	+1.08	-0.16	+0.10	+0.20	+0.14	+0.24
№ 202	$\bar{\varphi}$	+2.03	+0.84	+1.20	+1.20	+1.14	+1.24
пласт.	$\Delta\varphi$	+0.49	+0.69	+0.33	-0.19	+1.12	+0.67
№ 207	$\bar{\varphi}$	+1.49	+1.69	+1.33	+0.81	+2.12	+1.67
	$\Delta\bar{\varphi}$	+0.79	+0.27	+0.27	+0.00	+0.63	+0.46
	$\bar{\bar{\varphi}}$	+1.79	+1.27	+1.27	+1.00	+1.03	+1.46

Спектрофотометрическая температура главной возбуждающей звезды — $\theta^1\text{OriC}$ (типа O7), исправленная за покраснение, должна быть значительно больше этой величины. Отсюда следует, что туманность краснее, чем $\theta^1\text{OriC}$.

Приводим для сравнения результаты, полученные другими исследователями. Барбье, например, производя измерение для области, находящейся приблизительно на $1'$ от $\theta^1\text{Ori}$, нашел $\varphi = +2.24$ для интервала $\lambda\lambda 4190-4685\text{Å}$, чему соответствует довольно низкая цветовая температура; $T_c = 6950^\circ\text{K}$, получив, таким образом, что туманность значительно краснее возбуждающей звезды [7]. Совершенно противоположный результат получили, однако, Гринштейн и Хипней: для интервала $\lambda\lambda 3910-6060\text{Å}$ они нашли $\varphi = +0.85$, т. е., что туманность голубее в сравнении с $\theta^1\text{Ori}$ [3]. Повидимому оба результата следует считать неточными. Более новые измерения подтверждают это предположение. Так, например, Гринштейн в другом месте [8] дает для синей области спектра $\varphi = +1.31$ и $T_c = 11500^\circ\text{K}$. Почти такой же результат ($\varphi = +1.51$) получил и Домбровский [4]. Учитывая все это, следует считать, что туманность Ориона в целом краснее, чем исправленный за поглощение цвет $\theta^1\text{Ori}$.

§ 8. О ПРИЧИНАХ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Относительные интенсивности всех измеренных эмиссионных линий, как мы видели выше, изменяются с удалением от возбуждающей звезды. Если к этому прибавить также результаты, полученные Домбровским в отношении линии $\lambda 6876\text{ HeI}$ [4], интенсивность которой также убывает с расстоянием, то указанный факт приобретает силу закономерности. Естественно, поэтому, рассмотреть вопрос о том, чем может быть вызвано подобное изменение, разное по своей величине для различных эмиссионных линий.

1. *Запрещенные линии $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727$.* — Факт уменьшения отношения $E_{N_1+N_2}/E_{H\beta}$ с удалением от возбуждающей звезды находится в согласии с теорией свечения туманностей

в этих линиях. Потенциал ионизации OII (31.94 эв) гораздо больше, чем потенциал ионизации HI (13.53 эв) и поэтому для образования O^{++} требуется самое коротковолновое ($\lambda \sim 200 \text{ \AA}$) излучение. Эти волны могут во внутренних частях туманности поглощаться также водородом. Вследствие этого, на далеких от возбуждающей звезды расстояниях плотность энергии около $\lambda = 200 \text{ \AA}$ будет совсем незначительна, что приводит к сильному уменьшению количества ионов O^{++} . Между тем водород в этих частях еще может ионизоваться, так как энергия выше $\lambda = 200 \text{ \AA}$ и ниже $\lambda = 912 \text{ \AA}$, не доступная для OII, но доступная для HI, еще доходит до этих частей. В результате интенсивности линий $N_1 + N_2$ в далеких от звезды частях будут уменьшаться сильнее, чем интенсивности водородных линий.

Аналогичные рассуждения можно сделать и в отношении линий $\lambda 4471$ и 6876 HeI .

Что же касается уменьшения отношения $E_{\lambda 3727}/E_{H\beta}$ с расстоянием, то тут дело обстоит иначе. Потенциал ионизации OII (13,55 эв) почти совпадает с потенциалом ионизации HI. Следовательно, радиус зоны OII также должен совпадать с радиусом зоны HI. Кроме того, линия $\lambda 3727$ возбуждается электронными ударами, а свободные электроны могут доставляться за счет ионизованного водорода. Поэтому ход изменения интенсивности линии $\lambda 3727$ должен иметь такой же вид, какой имеет он для линии $H\beta$. Иначе говоря, исходя из механизмов свечения туманности в линиях $\lambda 3727$ и $H\beta$, мы должны были получить постоянное по всей туманности отношение $E_{\lambda 3727}/E_{H\beta}$, что противоречит данным наблюдений. Можно попытаться объяснить наблюдаемое уменьшение отношения $E_{\lambda 3727}/E_{H\beta}$ с расстоянием, допустив, что имеет место реальное уменьшение концентрации кислородных атомов с удалением от центра туманности Орiona. Однако турбулентный характер структуры этой туманности, а следовательно сильная перемешанность элементов внутри нее, делает это допущение маловероятным. Повидимому причины подобных изменений в относительных

интенсивностях водородных линий и линии $\lambda 3727$ одни и те же (см. ниже).

2. *Водородные линии.* — Совершенно иначе обстоит дело с водородными эмиссионными линиями. Если в предыдущем случае сравнивались интенсивности линий *двух разных* элементов, то в данном случае сравниваются интенсивности разных линий *одного и того же* элемента. Поскольку мы рассматриваем эмиссионные линии, возникающие в результате рекомбинационных процессов, то естественно ожидать постоянство отношений H_1/H_2 при удалении от возбуждающей звезды, так как это предусматривается теорией (см. § 1). Между тем данные наблюдения говорят о том, что H_1/H_2 уменьшается, то есть крутизна бальмеровского декремента увеличивается с увеличением расстояния. (Здесь же надо сказать, что в противоположность линиям H_1 , H_2 и др. относительная интенсивность линий H_2 должна возрастать с удалением от центра.)

Возможное объяснение упомянутой закономерности можно дать, если считаться с фактом присутствия большого количества пыли в туманности Ориона. Перемешанная с газом пыль делает среду уже непрозрачной для видимых частот бальмеровской серии. Селективность в характере поглощения приводит к тому, что различные линии на различных расстояниях от возбуждающей звезды будут поглощаться в разной степени, вследствие чего наблюдаемый бальмеровский декремент будет искажаться в сравнении с теоретическим *уже внутри туманности*. В зависимости от относительного пространственного распределения плотности газа и пыли, а также формы туманности и ее ориентировки в отношении возбуждающей звезды, влияние поглощения на изменение бальмеровского декремента будет различным. В некоторых случаях декремент будет возрастать, а в других убывать при удалении от центра.

Подробный количественный разбор этого вопроса может занимать большое место, а вытекающие отсюда выводы могут идти далеко. Поэтому здесь ограничиваемся сделанными выше общими замечаниями, предполагая в другом месте вернуться к нему.

§ 9. О ПРИРОДЕ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Удачная интерпретация, данная А. Я. Кипером [22] и Спитцером и Гринштейном [23] непрерывной эмиссии в оптической области спектров планетарных туманностей, как двухфотонному излучению водородных атомов ($2S - 1S$), заставляет пересмотреть вопрос о природе непрерывной эмиссии в спектрах диффузных туманностей. Недавно такая попытка была предпринята Г. А. Шайном и соавторами [24]. Они показали, что у более ярких эмиссионных туманностей довольно заметный непрерывный спектр обязан в основном атомному процессу — двухфотонному излучению. Исключение составляют туманности с характеристикой $C + E$, у которых интенсивности непрерывного излучения, соответствующие двухфотонному излучению и рассеянию пылью, делаются сравнимыми.

Результаты, полученные нами в § 6, позволяют разрешать этот вопрос в отношении туманности Орiona совершенно другим способом. В частности, представляется возможность оценить верхнюю границу доли непрерывной энергии, обязанной двухфотонному излучению, и нижнюю границу доли, обязанной рассеянию пыли.

В § 6 мы нашли, что отношение $C_1/H\beta$, т. е. относительная интенсивность непрерывного излучения уменьшается с удалением от возбуждающей звезды. Для большей наглядности представим этот результат графически, откладывая по оси абсцисс расстояния от центра в минутах, а по ординате — отношения — $C_1/H\beta$. Значение $C_1/H\beta$ в центре туманности берем за единицу. В результате получим рис. 8, составленный по измерениям пл. № 201. Как очевидно из этого рисунка, значение $C_1/H\beta$ на расстояниях $13' - 15'$ от возбуждающей звезды составляет 20—30% от значения $C_1/H\beta$ в центре (около 50% по измерениям пластинки № 207). На этот факт следует обратить особое внимание.

Важным свойством явления двухфотонного излучения является то, что при переходах $2S - 1S$ непрерывное излучение C_1 должно составить определенную долю от энергии балмеровских линий и, в частности, линии $H\beta$. Иначе го-

воря. если возникновение непрерывного спектра у туманности Ориона полностью обязано двухфотонному излучению, то отношение $C_i/H\beta$ должно быть постоянным по всей туманности. Это, как видно, не имеет места.

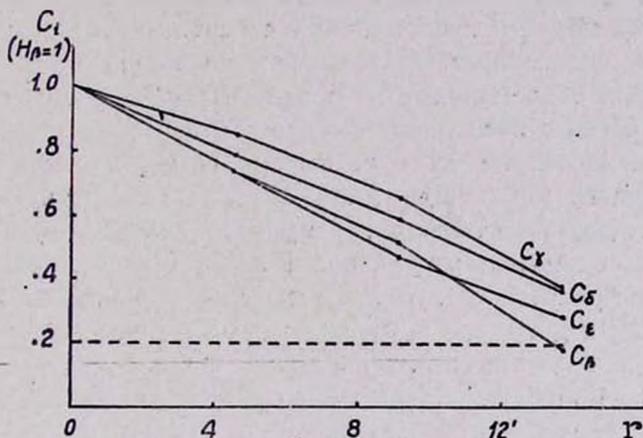


Рис. 8. Изменение относительной интенсивности непрерывного спектра (C_i) с удалением от центра туманности.

Нижняя граница значения C_i в данной точке туманности определяется интенсивностью водородной эмиссии в линиях в той же точке. Присутствие же пыли приводит к увеличению C_i , а следовательно и отношения $C_i/H\beta$. Поэтому, если допустить, что на окраинах туманности (на расстояниях 12'—15'), т. е. там, где мы получили минимальное значение $C_i/H\beta$, возникновение непрерывной эмиссии целиком обязано двухфотонному излучению, то наблюдаемое увеличение $C_i/H\beta$ в центральной области туманности должно идти уже полностью за счет пылевой компоненты. $C_i/H\beta$ на окраинах туманности составляет примерно 20—30% от его значения в центре. Поскольку отношение $C_i/H\beta$ должно быть постоянным по всей туманности в случае двухфотонного излучения, отсюда, проводя горизонтальную линию (пунктир на рис. 8), найдем, что, по крайней мере, 70—80% непрерывной энергии в центральной области

туманности имеет двухфотонное происхождение. т. е. представляет собой пылевую компоненту.

Мы можем, используя имеющиеся данные, определить закон распределения плотности пылевой материи с удалением от центра, а также сделать кое-какие выводы о ее рассеивающей и поглощательной способностях. Однако мы считаем целесообразным отложить подобную попытку до получения более точного материала о распределении C_1/H_2 .

В связи с последним выводом следует отметить, что имеются косвенные данные, свидетельствующие о наличии достаточного количества пыли внутри туманности Ориона. К таким данным относятся, например, аномальное покраснение возбуждающих туманности звезд [21, 25], обнаружение в инфракрасных лучах ранее неизвестного скопления звезд [26] и др.

В заключении этого параграфа оценим порядок величины C_1 . Из наших измерений мы нашли для периферийных областей туманности (на расстоянии $\sim 14'$) $C_2/H_2 \approx 1$. Поскольку C_2 рассчитан на интервал длин волн в 100 Å, то будем иметь $C_2 \sim 10^{-2} H_2$ на 1 Å. Имея в виду, что приблизительно $H_\beta \sim 3 \cdot H_2$, найдем $C_2 \sim 3 \cdot 10^{-2} H_2$. Это уже порядка, вернее несколько больше, той величины, которая дается теорией двухфотонного излучения и которую наблюдал Пейдж в планетарных туманностях [28]. Поэтому даже в периферийных областях туманности Ориона возникновение непрерывной эмиссии не может полностью приписываться двухфотонному излучению.

В центральной области туманности имеем $C_\beta/H_\beta \sim 4$ и следовательно $C_2 \sim 10^{-1} H_2$, т. е. величина, которая далеко не может обеспечиваться двухфотонным излучением.

§ 10. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА ТУМАННОСТИ

Самым простым и распространенным методом определения электронной температуры газовых туманностей является метод, предложенный В. А. Амбарцумяном [9]. Идея метода заключается в следующем. Ион O^{++} , для которого

основным уровнем является ${}^3P_{0,1,2}$, обладает двумя метастабильными уровнями 1D_2 и 1S_0 с потенциалами возбуждения, равными соответственно 2,5 и 5,3 эв. При переходах ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_1$ и ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$ излучаются линии N_1 и N_2 , а при переходе ${}^1S_0 \rightarrow {}^1D_2$ — линия $\lambda 4363 \text{ \AA}$. Населенность ионов O^{++} на уровнях 1S_0 и 1D_2 , а следовательно и количество энергии, излучаемой при указанных выше переходах, однозначно определяются электронной температурой среды, поскольку возбуждение этих уровней осуществляется электронными ударами. Исходя из этого В. А. Амбарцумян вывел следующее простое соотношение для определения электронной температуры T_e по известным отношениям $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 4363}$:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 4 \cdot 5 \cdot \frac{33000}{e T_e} + 0.75. \quad (\text{а})$$

Пользуясь этой формулой, Мензел и др. [10] определили электронные температуры для ряда планетарных туманностей, а Аллер — для туманности Ориона [11]. Последний, используя данные Уайза для $E_{N_1+N_2}$ и $E_{\lambda 4363}$, нашел $T_e \sim 10300 \text{ K}$ для центральной области туманности Ориона.

Обычно линия $\lambda 4363$ у диффузных туманностей бывает очень слабой. К тому же она часто блендируется соседней сильной линией $H_7 (\lambda 4340 \text{ \AA})$, если спектрограф не обладает достаточной дисперсией. Поэтому измерение $E_{\lambda 4363}$ представляет собой некоторую трудность. Тем не менее на некоторых наших спектрограммах туманности Ориона удалось измерить эту линию с относительно малой среднеквадратичной ошибкой. В табл. 13 приведены результаты в произвольных единицах, полученные из пяти пластинок. Там же приведены результаты Уайза [12].

Таблица 13

Интенсивность линии $\lambda 4363$ [ОIII]			
	n	E	Уайз
N_1+N_2	5	350	350
$\lambda 4363$	5	2.3 ± 0.13	3

Наши результаты не очень сильно отличаются от результатов Уайза и, кажется, поэтому нет необходимости перевычислять электронную температуру по (а).

Однако недавно выяснилось, что эффективные сечения возбуждения ионов O^{+} электронными ударами были вычислены неправильно. Разница оказалась при этом довольно большой — на целый порядок. Соответствующие вычисления, произведенные Спитоном [13], дают, например, для суммы $\Sigma Q_{P_1 S}$, определяющей эффективное сечение при соударениях („сила ударов“), возбуждающих линию $\lambda 4363$, значение, равное 0.195, в то время как раньше оно принималось равным 3.53 ([10], стр. 122). Таким же образом было получено для $N_1 + N_2$ $\Sigma Q_{P_1 D} = 1.73$ вместо 20. Между тем, эти величины входят в выражения, определяющие энергию излучения в соответствующих линиях.

Однако, благодаря тому, что при определении отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 4363}$ играет роль отношение величин $\Sigma Q_{P_1 S}$ и $\Sigma Q_{P_1 D}$, указанная большая разница в их абсолютных величинах не вносит существенного изменения в коэффициенты формулы (а). Производя необходимые вычисления, мы получили вместо (а) следующую формулу для определения электронной температуры газовых туманностей:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 6.6 \cdot e^{\frac{33000}{T_e}} + 0.75. \quad (b)$$

Обычно отношение $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 4363}$ порядка ста. Поэтому свободный член в правой части (b) можно опустить. Вычисленные по этой формуле электронные температуры будут несколько выше тех, которые были получены по формуле (а).

Используя наши данные (табл. 13) найдем для электронной температуры туманности Ориона, вычисленной по формуле (b),

$$T_e = 10600 \text{ K.}$$

По данным же Уайза получается $T_e = 11500 \text{ K}$. Гринштейн по отношению интенсивностей водородных линий к континууму нашел $T_e = 9000 \text{ K}$ [8]. Что же касается оценки $T_e = 28000 \text{ K}$, даваемой Барбье [7], то ее нужно считать явно завышенной.

§ 11. ТЕМПЕРАТУРА ВОЗБУЖДАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ

Свечение туманности Ориона вызывается группой звезд — Трапецией, состоящей из двух звезд типа В2, одной В0 и одной О7. Фактически основная „тяжесть“ падает на последнюю (HD37022 или иначе $\theta^1\text{OriC}$), поскольку ее температура очень высока.

В последнее время вопрос о температуре горячих гигантов, какими являются звезды типа О—В0, часто становится предметом дискуссии. Причиной тому отчасти является та высокая оценка, которая дана температурам этих звезд шкалой Кейпера [14]: для звезд О5—О9 эта оценка заключена в пределах от 80000 до 31500°К. Вследствие этого появился ряд работ, в которых прямо или косвенно затрагивается этот вопрос и даются новые оценки. Так, например, Петри получил для спектрофотометрических температур этих звезд значение от 36000 до 28000°К [15]. Андерхилл дает для температур звезд О5—В1 значения, меняющиеся в пределах от 45000 до 27000°К [16]. Во всех случаях, несмотря на независимость применяемых методов, получаются для температур горячих звезд значения значительно ниже кейперовских.

В этом параграфе мы попытаемся оценить температуру возбуждающей туманность Ориона звезды по известным интенсивностям зеленого (N_1+N_2) и ультрафиолетового ($\lambda 3727$) дублетов ионов кислорода O^{++} и O^+ .

Исходным является следующее рассуждение. Интенсивности линий N_1+N_2 и $\lambda 3727$, при прочих равных условиях, будут зависеть от количества ионов O^{++} и O^+ . Но чем выше температура возбуждающей звезды T_0 , тем больше должно быть количество ионов O^{++} в сравнении с O^+ и, следовательно, тем больше должна быть интенсивность линий N_1+N_2 в отношении $\lambda 3727$. Имея теоретическое соотношение между T_0 и $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$, можем определить первое, взяв из наблюдений второе.

Еще раньше Берман указал на существование эмпирической зависимости между температурами ядер планетарных туманностей и относительными интенсивностями некоторых

эмиссионных линий туманностей, в том числе и отношении $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ [17]. Б. А. Воронцов-Вельяминов вывел эту зависимость в виде эмпирической формулы (по известным в то время данным T_0 и $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$) [18] и применил ее для определения температур ядер ряда планетарных туманностей.

Однако, насколько нам известно, указанный метод не был применен для определения температур возбуждающих звезд диффузных туманностей. Мы попытаемся сделать это, начав с вывода теоретического соотношения между T_0 и $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$.

Запрещенные дублеты N_1+N_2 [OIII] и $\lambda 3727$ [OII] возбуждаются электронными ударами второго рода. Поэтому, обозначая через N^{++} концентрацию ионов O^{++} на метастабильном уровне 1D_2 , и N^+ — концентрацию ионов O^+ на метастабильном уровне ${}^4S^0_{3/2}$, будем иметь для энергии, излучаемой в линиях N_1+N_2 и $\lambda\lambda 3726+3729$:

$$E_{N_1+N_2} = N^{++} n_e b_1(T_e) h\nu_1, \quad (1)$$

$$E_{\lambda 3727} = N^+ n_e b_2(T_e) h\nu_2, \quad (2)$$

где n_e — число свободных электронов в 1 см^3 ; ν_1 и ν_2 — частоты линий N_1+N_2 и $\lambda 3727$; $b_1(T_e)$ — вероятность перехода ${}^3P_{1,2} \rightarrow {}^1D_2$ для иона O^{++} и $b_2(T_e)$ — вероятность перехода ${}^2D_{3/2, 5/2} \rightarrow {}^4S^0_{3/2}$ для иона O^+ под влиянием электронных ударов первого рода. Они определяются формулой (для A и B условных уровней) [10, стр. 93]:

$$b_{AB} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega(A,B)}{\bar{\omega}_A} \frac{1}{T_e^{1/2}} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}, \quad (3)$$

где $\Omega(A,B)$ — „сила ударов“; $\bar{\omega}_A = 2J_A + 1$; χ_{AB} — потенциал возбуждения; T_e — электронная температура туманности.

Разделив (1) на (2) и подставив $b_1(T_e)$ и $b_2(T_e)$ из (3), получим:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} = \frac{N^{++}}{N^+} \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \frac{\bar{\omega}_2}{\bar{\omega}_1} \frac{\nu_1}{\nu_2} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_2}{kT_e}}. \quad (4)$$

Отношение N^{++}/N^+ , вообще говоря, меняется с удалением от возбуждающей звезды, вследствие чего будет

меняться и отношение $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$. Для некоторой ограниченной области (например центральной) можно принять некоторое среднее значение для N^{++}/N^+ , определяя его из формулы ионизации

$$\frac{N^{++}}{N^+} n_e = W \frac{2g^{++}}{g^+} \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} \frac{(2\pi\mu k T_0)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi}{kT_0}}, \quad (5)$$

где W — фактор дилуции; χ — потенциал ионизации O^+ ; T_0 — температура возбуждающей звезды; остальные величины имеют свои обычные обозначения.

Подставляя (5) в (4), получим:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} = \frac{W}{n_e} C(T_e) T_0 e^{-\frac{\chi}{kT_0}}, \quad (6)$$

где через $C(T_e)$ обозначен:

$$C(T_e) = \frac{2g^{++}}{g^+} \frac{\nu_1}{\nu_2} \frac{T_e^{1/2} (2\pi\mu k)^{3/2}}{h^3} \frac{\Omega_1 \bar{\omega}_2}{\Omega_2 \bar{\omega}_1} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_2}{kT_e}}. \quad (7)$$

Для туманности Ориона, как мы видели выше, T_e оказалась порядка $10000^\circ K$. По порядку величины такое же значение имеют электронные температуры большинства планетарных туманностей [19]. Поэтому можно считать $C(T_e)$ постоянным для всех туманностей, а следовательно, соотношение (6) независимым от T_e .

При вычислении $C(T_e)$ воспользуемся новыми данными Ситона для Ω_{AB} [13]. Имеем:

Для [OIII]:

$$\Omega_1 = \Omega[{}^3P_{1,2}, {}^1D_2] = 1.73; \bar{\omega}_1 = 5; \chi_1 = 2.5 \text{ эв.}$$

Для [OII]:

$$\Omega_2 = \Omega[{}^2D_{3/2, 5/2}, {}^4S_{3/2}^o] = 1.44; \bar{\omega}_2 = 4; \chi_2 = 3.31 \text{ эв.}$$

Приняв также $2g^{++}/g^+ = 4.5$, найдем:

$$C(T_e) = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^3 / 2p^{1/2}.$$

Соотношение (6) тогда примет следующую форму ($\chi = 34.9$ эв), пригодную также для планетарных туманностей:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} = 5 \cdot 10^{17} \cdot \frac{W}{n_e} \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{414000}{T_0}} \quad (8)$$

Отношение $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ можно брать из наблюдений с достаточной степенью точности: n_e можно определить известными методами. Гораздо труднее обстоит дело с W ; для его определения требуется знать размер туманности и радиус возбуждающей звезды. И то и другое трудно получить с удовлетворительной точностью. Поэтому ошибки при определении температуры ядра с помощью формулы (8) следует приписывать в основном к неопределенности коэффициента диллюции.

Самым выгодным было бы, конечно, если удалось бы определить каким-нибудь образом W и n_e не в отдельности, а их отношение $\frac{W}{n_e}$ для какой-нибудь точки внутри туманности. Подобное желание вызвано тем, что отношение $\frac{W}{n_e}$ внутри области $\tau_c < 1$ должно медленно меняться с расстоянием, чем числитель и знаменатель в отдельности.

Применим формулу (8) для туманности Ориона. Отношение $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ можно брать из табл. 9. Учитывая некоторую неопределенность в результатах, примем $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727} \approx 1$. Для количества электронов в 1 см^3 в области, диаметром $8'$ вокруг $\theta^1 \text{ Ori}$, Гринштейн нашел (способом Стремгрена) $n_e = 300 \text{ см}^{-3}$ [8]. Оценка, даваемая Пикельнером и Шайном, полученная другим способом, превышает эту величину на целый порядок и относится непосредственно к центру туманности [20]. Примем, наконец, для среднего значения коэффициента диллюции $W = 10^{-14}$. Тогда найдем из (8) для температуры возбуждающей туманность Ориона звезды

$$T_0 \approx 32000^\circ \text{K}.$$

Свечение туманности Ориона, как было сказано выше, вызвано главным образом звездой θ^1 Or σ типа O7. Следовательно, полученный результат $T_0 = 32000^\circ\text{K}$ будет пониженной температурой звезд типа O7. Она заметно ниже температуры по шкале Кейпера ($50\text{X}00^\circ$ для O7).

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Октябрь, 1954

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԿՅԱՆ

ՕՐԻՈՆԻ ՄԻԳԱՄԱՍՈՒԹՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՑՈՏՈՄԵՏՐԻԱԿԱՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Համաձայն դադային միգամածությունների լուսատվության տեսության, ջրածնի բալմերյան սերիայի ճառագայթման դժևրի հարարերական ինտենսիվությունները (բալմերյան գեկրեմենտ) պետք է անկախ լինեն միգամածության ֆիզիկական վիճակից և նրա շափերից: Այդ բանը տեղի ունի մոլորակաձև միգամածությունների մոտ, իսկ գիֆուզ միգամածությունների համար այդ հարցը կարող է ուսումնասիրման:

Ներկա աշխատանքում ներկայացված են Օրիոնի գիֆուզ միգամածության մանրամասն սպեկտրոֆոտոմետրիկ հետադոտություն արդյունքները: Աշխատության էքսպերիմենտալ մասը կատարված է Բյուրականի աստղագիտության ներուլար սպեկարոդրաֆի և ինքնադիր միկրոֆոտոմետրի օգնությամբ: Հետադոտության ճիմքում գրված մեթոդիկան, որն էսպես սարրերվում է մինչև այժմ կատարված նման աշխատանքների մեթոդիկայից, հնարավորություն է տալիս ամրոզջոլին վերացնել և կամ նվազագույնի հասցնել մի ամրոզջ շարք էքսպերիմենտալ ընուլթի սխալների ազդեցությունը և գրանուլ իսկ բարձրացնել ստացված արդյունքների կշիռը:

Ստացված արդյունքները համաոոտակի հետևյալներն են:

1. Չափված են ջրածնի բալմերյան գեկրեմենտի մեծությունները միգամածության կենտրոնից դանազան հեոալորությունների վրա՝ մինչև $18'$ գեպի արևմուտք և $14'$ գեպի արևելք: Պարզվում է, որ բալմերյան գեկրեմենտը միգամածության բո-

լոր կետերում նույնը չէ. այն փոքրանում է կենտրոնից հեռանալուն զուգընթաց:

2. Թթվածնի մեկ և կրկու անգամ իոնացված ատոմներին պատկանող գծերի՝ $\lambda 3727$ -ի և $N_1 + N_2$ -ի ինտենսիվությունները նույնպես փոքրանում են միգամածության կենտրոնից հեռանալիս: Ի տարբերություն ջրածնային գծերի, այս դեպքում ինտենսիվությունների անկումը կատարվում է ավելի արագ:

3. Չափված է շեգոք հելիումի $\lambda 4471$ գծում միգամածության միագույն պատկերի չափը. այն կազմում է 14° (տրամագծով): $\lambda 4471$ գիծը բացակայում է միգամածության ծայրամասերում, իսկ ինտենսիվության փոփոխությունը տեղի է ունենում համեմատաբար դանդաղ:

4. Չափված են անընդհատ սպեկտրի հարաբերական ինտենսիվությունները միգամածության զանազան տիրույթներում ալիքային չորս ինտերվալների համար: Ստացված արդյունքները բերում են այն եզրակացության, որ միգամածության պայծառությունը անընդհատ սպեկտրում ավելի արագ է բնկնում, քան ջրածնի ճառագայթման դեկրում:

5. Հաշվված են անընդհատ սպեկտրի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները միգամածության տարրեր տիրույթներում և ալիքային երկայնության $\lambda \lambda 4861 - 4040 \text{ \AA}$ ինտերվալում: Ամենուրեք հարաբերական գրադիենտները (Սիրիուսի նկատմամբ) ստացվել են հաստատուն և գրեթե հավասար գերոյի Այստեղից հեռակեցնում ենք. որ սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանը միգամածության բոլոր կետերում նույնն է և հավասար մոտ 16000°K :

6. Քննարկված են սպեկտրայ գծերի ինտենսիվությունների փոքրացման պատճառները՝ կենտրոնից հեռանալիս: Թթվածնային և հելիումի գծերի նկատմամբ ստացված գիտողական արդյունքները լիովին համապատասխանում են տեսական կանխակալումներին: Նույնը չի կարելի ասել ջրածնային գծերի նկատմամբ: Այս վերջինիս նկատմամբ գիտումներից ստացված կրկվույթը իր պարզ ու համոզեցուցիչ բացատրությունն է գտնում շնորհիվ այն հիպոթեզի, որ միգամածության մեջ կա փուշի:

7. Դիտումներից ստացված արդյունքները հնարավորություն են տալիս որոշակի եզրակացություն անել միգամածության անընդհատ սպեկտրի բնույթի մասին: Պարզվում է, որ միգամա-

ծության կենտրոնական մասում անընդհատ սպեկտրի առաջացումը հիմնականում ($70-80\%$) պայմանավորված է փոշու կողմից տեղի ունեցող ցրման երևույթին և միայն $20-30\%$ -ն ունի երկֆոտոն ($2S-1S$), այսինքն ատոմային ծագում: Միգամածության ծայրամասերում երկֆոտոն ճառագայթման դերը մեծանում է:

8. Վերանայված է միգամածությունների էլեկտրոնային ջերմաստիճանի որոշման մեթոդներից մեկը և բերված է նրա որոշման համար ճշտված բանաձևը (b): Օգտագործելով նաև մեր ստացած դիտողական արդյունքները, հաշվված է Օրիոնի միգամածության էլեկտրոնային ջերմաստիճանը, որ ստացվել է հավասար 10300°K :

9. Ստացված է դադային միգամածության լուսավորող աստղի ջերմաստիճանի որոշման մի նոր բանաձև (8): Այս բանաձևի կիրառումը Օրիոնի միգամածությանը լուսավորող ամենաջերմ աստղի՝ $\Theta^1\text{OriC}$ -ի (O7 տիպի) ջերմաստիճանը որոշելու համար, տալիս է զգալիորեն փոքր արժեք՝ 32000°K , քան այն, որ տրվում է Դեյվերյան բարձրացված շիպայով:

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Шаин, Цирк. ГАО, № 11, 1934.
2. L. Berman, M. N. 96, 890, 1936.
3. J. Greenstein а. L. Henyey, Ap. J. 89, 647, 1939.
4. В. А. Домбровский, Ученые Записки ЛГУ, вып. 22, 166, 1950.
5. С. Б. Лукельнер, Изв. Крым. астр. обсер., 11, 1954.
6. Г. А. Гурзадян, Сообщ. Бюраканской обсер., вып. 14, 1954.
7. D. Barbier, Ann. d'Ap. 7, 80, 1944.
8. J. Greenstein, Ap. J. 104, 414, 1946.
9. В. А. Амбарцумян, Теорет. астрофизика, стр. 165, 1939.
10. Д. Мензел и др., Физ. процессы в газ. туман. М., 1948.
11. L. Aller, P. A. S. P. 58, 165, 1946.
12. A. Wyse, Ap. J. 95, 356, 1942.
13. M. Seaton, Proc. Roy. Soc. A. 218, 400, 1953.
14. G. Kuiper, Ap. J. 88, 429, 1938.
15. R. Petrie, Publ. Dom. Astr. Vict., 7, 321, 1947.
16. A. Underhill, A. P. 55, 185, 1950.
17. L. Berman, Lick Bull. 15, 86, 1931.
18. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. Н. 243, 164, 1931.
19. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теорет. астр., стр. 423, 1953.

20. *С. Б. Пикельнер* и *Г. А. Шайн*. Изв. Крым. обл., 11, 1954.
21. *П. П. Парнаго*. Астр. журнал, 30, 249, 1953.
22. *А. Я. Кипер*. О развитии сов. науки в Эст. ССР, Таллин, 1950.
23. *J. Greenstein* и *L. Spitzer*, Ap. J. 114, 407, 1951.
24. *Г. А. Шайн*, *В. Ф. Газе*, *С. Б. Пикельнер*. Астр. журнал, 31, 105 1954.
25. *S. Sharpless*, Ap. J. 116, 258, 1952.
26. *W. Baade* и *R. Minkowski*, Ap. J. 86, 193, 1937.
27. *J. Plaskett*, Publ. Dom. Obs. Vict. 4, № 14, 1929.
28. *T. Page*, Ap. J. 96, 78, 1942.