

## БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ НЕКОТОРЫХ ДИФFUЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Гурздян

С помощью небулярного спектрографа Бюраканской астрофизической обсерватории были получены спектрограммы ряда диффузных туманностей с целью определения относительных интенсивностей водородных эмиссионных линий.

Известно, что относительные интенсивности эмиссионных водородных линий (бальмеровский декремент) у диффузных туманностей значительно отличаются от относительных интенсивностей тех же линий у планетарных туманностей и еще больше отличаются от теоретически вычисленных величин. Как правило, бальмеровский декремент у диффузных туманностей круче, чем у планетарных туманностей. Это следует считать одной из основных особенностей диффузных туманностей, что, безусловно, имеет непосредственную связь с их строением, а также с физическими процессами, идущими в них. Однако перед тем как приступить к обсуждению причин указанного отклонения от теории, желательно накопить достаточный наблюдательный материал, касающийся бальмеровского декремента отдельных диффузных туманностей.

В настоящей заметке приводятся результаты, полученные для диффузных туманностей — NGC 6523 (M 8), NGC 6618 (M 17), NGC 7000, а также NGC 1976 (Орион). Методика получения и обработка спектрограмм в основном такая же, что и в [1]. Желая получить относительные интенсивности в основном для сильнейших водородных линий —  $H_\alpha/H_\beta$ , мы на этот раз использовали пластинки типа East-103 а - Е.

Для каждой туманности было получено по несколько спектрограмм. Однако мы считали целесообразным обрабатывать не все полученные пластинки, а только самые доброкачественные. Таким образом, было обработано по одной пластинке для туманностей М 8 и М 17 и по две — для NGC 7000 и NGC 1976. Одна спектрограмма, полученная для М 8, оказалась особенно удачной и для нее удалось получить фотометрические разрезы (см. ниже).

В табл. 1 приведены относительные интенсивности ( $I_p=1$ ) водородных эмиссионных линий для центральных областей указанных туманностей. Там же приведены относительные интенсивности зеленого ( $N_1+N_2$ ) и фиолетового ( $\lambda 3727 \text{ \AA}$ ) дублетов дважды и однажды ионизованного кислорода, а также красной ( $\lambda 6300 \text{ \AA}$ ) и зеленой ( $\lambda 5577 \text{ \AA}$ ) линий неба. Здесь и в дальнейшем оценку относительной интенсивности дублета  $\lambda 3727 \text{ \AA}$  следует считать очень неуверенной; сильное поглощение нашей стеклянной оптики в этой области спектра делает стандартизацию спектрограмм весьма ненадежной.

Таблица 1

Линии	NGC 6523	NGC 6618	NGC 7000	NGC 1976*
$H_\alpha$	~6	8.5	4.5	5
$\lambda 6300$	0.2	0.7	0.5	—
$\lambda 5577$	0.6	1.2	1.6	0.4
$N_1+N_2$	1.2	2.1	2.5	3.78
$H_\beta$	1	1	1	1
$H_\gamma$	0.48	—	0.35	0.41
$H_\delta$	0.22	—	—	0.19
$H_\epsilon$	0.12	—	—	0.13
$\lambda 3727$	0.43	—	—	1.75

\* Относительные интенсивности для  $\lambda < 5000 \text{ \AA}$  взяты из [1].

В дальнейшем, во всех наших рассуждениях, касающихся отклонения наблюдаемого балмеровского декременты от теоретического, мы будем базироваться в основном на

относительной интенсивности линии  $H_{\alpha}$ , т. е. на величине  $H_{\alpha}/H_{\beta}$ .

Эти линии, будучи самыми сильными в серии, измеряются с гораздо меньшей относительной ошибкой, чем остальные линии. Кроме того, для очень слабых диффузных туманностей они фактически являются единственно видимыми и поддающимися измерению линиями.

Приведенные в табл. 1 значения  $H_{\alpha}/H_{\beta}$  не являются истинными величинами. Их следует исправить за эффект межзвездного селективного поглощения, а также за блендирование  $H_{\alpha}$  дублетом [NII] 6584 Å и [NII] 6548 Å. Но, прежде чем приступить к этому, желательно сравнить полученные нами результаты с другими. В табл. 2 приведена сводка результатов различных авторов.

Таблица 2

А в т о р	NGC 6523	NGC 6618	NGC 7000	NGC 1976
Пласкетт [2]	—	—	—	4
Гринштейн и Хиней [3]	—	—	—	5
Пикельнер [5]	—	—	3.5	—
Слонимская [6]	—	—	—	>4
Гурзаян	~6	8.5	4.5	5

Измерения Пласкетта для NGC 1976 относятся к чистой линии  $H_{\alpha}$  (с учетом блендирования линий  $\lambda\lambda$  6584 и 6548), но без учета межзвездного селективного поглощения. В табл. 2 не приведены результаты измерений Джонсона [4], который использует другую шкалу относительных интенсивностей. Перейти от нее к нашей шкале нам не удалось. Без учета дифференциального эффекта атмосферного поглощения Джонсон дает  $H_{\alpha}/H_{\beta}$ , равное для NGC 6523 и NGC 1976 4 и 3 соответственно. Эти числа очевидно являются нижней границей для истинных величин  $H_{\alpha}/H_{\beta}$ .

Переходим к исправлению средних по табл. 2 значений  $H_{\alpha}/H_{\beta}$  за межзвездное селективное поглощение. Будем исходить из следующего соотношения:

$$a_i = a_{\text{пр}} \left( \frac{4400}{\lambda} \right)^n, \quad (1)$$

где  $a_{\text{пр}}$  — поглощение в звездных величинах на 1 кпе в фотографических лучах. Для закона межзвездного поглощения в настоящее время, повидимому, считается более приемлемым значение  $n = 1$  (для фотографических лучей).

Обозначив индексом „и“ наблюдаемое значение  $H, H_\beta$ , и индексом „ш“ — исправленное за межзвездное поглощение, будем иметь:

$$\left( \frac{H_\alpha}{H_\beta} \right)_{\text{ш}} = \left( \frac{H_\alpha}{H_\beta} \right)_{\text{и}} e^{-(\tau_\alpha - \tau_\beta)} = \left( \frac{H_\alpha}{H_\beta} \right)_{\text{и}} e^{-0.21 a_{\text{пр}} \tau}, \quad (2)$$

где  $\tau$  — расстояние туманности в килопарсеках. Его можно взять или из каталога Садерблята, или, в случае NGC 6543 и NGC 6618, исходя из расстояний ассоциаций Стрелец I и Стрелец II. Что же касается  $a_{\text{пр}}$ , то его значение можно приблизительно определить по величине покраснения окружающих туманности звезд [7]. Все необходимые данные — координаты и расстояния туманностей, покраснение  $a_{\text{пр}}$ , а также количество звезд  $N$ , с помощью которых оценена величина  $a_{\text{пр}}$ , приведены в табл. 3. Этими данными и с помощью (2) и производится исправление  $H, H_\beta$  за эффект межзвездного селективного поглощения.

Таблица 3

NGC	$\alpha$	$\delta$	$\tau$ кпс.	$a_{\text{пр}}$	$N$
6523	17 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> .6	-24 23	1100	2.0	6
6618	18 15.0	-16 13	1100	1.8	8
7010	20 55.2	+13 56	900	1.3	4
1979	05 30.4	-05 27	500	0.7	21

Основная трудность возникает при исправлении  $H, H_\beta$  за блендирование линиями  $\lambda 6581$  и  $\lambda 6548$  А. Дело в том, что интенсивности этих линий в отношении линий  $H, H_\beta$  сильно зависят как от относительного количества атомов азота в туманности, так и от электронной температуры туманности. Пейдж, например, работая со спектрографом

большой разрешающей силы, мог разделить линии  $\lambda$  6584,  $\lambda$  6548 и  $\lambda$  6563 и определить их относительные интенсивности для периферии ряда диффузных туманностей [8]. Оказывается, что величина относительной интенсивности, например линии [NII] 6584/N 6563, колеблется в довольно широких пределах. Для точного определения  $N_\alpha/N_\beta$  нужно работать со спектрографом большой разрешающей силы, условие, к сожалению, не всегда выполнимое. В остальных случаях приходится прибегать к усредненным величинам. Так, по измерениям Пейджа, имеем по одиннадцати туманностям отношение  $\frac{E_{\lambda 6584}}{E_{\lambda 6563}} = 0.25$ . Для отношений интенсивностей дублета  $E_{\lambda 6584}/E_{\lambda 6548}$  теория дает значение, равное 3 [9,10]. Поэтому имеем  $[E_{\lambda 6584} + E_{\lambda 6548}] / E_{\lambda 6563} \approx 0.3$ , т. е. сумма интенсивностей линий 6584 и 6548 составляет около 30% интенсивности линии  $N_\alpha$ . Это значит, что в среднем 77% от наблюдаемой интенсивности бленды составляет истинную интенсивность линии  $N_\alpha$ .

Однако данные Пейджа относятся к окрестностям диффузных туманностей, где физические условия существенно отличаются от того, что имеется в центральных областях туманностей. Для полной определенности желательно проанализировать поведение отношения интенсивностей линий [NII] и  $N_\alpha$  в зависимости от физических условий в туманности и расстояния от возбуждающей звезды.

Обозначим через  $p_N^+$  количество однажды ионизованного азота,  $n_e$  — количество свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ . Запрещенные линии  $\lambda$  6584 и  $\lambda$  6548 возбуждаются электронными ударами. Поэтому, если обозначить через  $b(T_e)$  вероятность перехода  $^3P_1, 2 - ^1D_2$  для иона  $N^+$ , будем иметь для энергии, излучаемой в линиях  $\lambda\lambda$  6584 + 6548:

$$E_{[NII]} = E_{\lambda\lambda 6584+6548} = p_N^+ n_e b(T_e) h\nu, \quad (3)$$

где  $\nu$  — средняя частота линий  $\lambda\lambda$  6584 + 6548. Для  $b(T_e)$  имеем из ([11], стр. 147):

$$b(T_e) = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{Q(AB)}{\omega_A} \frac{1}{T_e^{1/2}} e^{-\frac{\lambda_{AB}}{kT_e}}, \quad (4)$$

где  $T_e$  — электронная температура туманности,  $\chi_{AB}$  — энергия возбуждения перехода  ${}^2P_{1,2} \rightarrow {}^1D_2$ ,  $\Omega(AB)$  — сила удара,  $\bar{\omega} = 2.1 + 1$ .

Для энергии, излучаемой в какой-нибудь линии серии Бальмера, имеем ([11], стр. 118):

$$E_{n2} = n_1^+ n_2 \frac{6.99 \cdot 10^{23}}{T_e^{3/2}} b_n Z^4 \frac{n}{8} \frac{2RZ^2}{n^3} e^2 n. \quad (5)$$

Для линии  $H_\alpha$  имеем:  $n = 3$ ,  $b_n = 0.1$ ,  $e^2 n = 6.72$ . Подставляя также значения универсальных постоянных, найдем:

$$E_{n2} = 2.77 \cdot 10^{-19} \frac{n_1^+ n_2}{T_e^{3/2}}, \quad (6)$$

где  $n_1^+$  — количество ионизованных атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$ .

Разделив (3) на (6) и подставив значение  $b(T_e)$ , найдем:

$$\frac{E_{\text{III}}}{E_{n2}} = 44.4 T_e \frac{n_2}{n_1^+} e^{-\frac{21900}{T_e}}, \quad (7)$$

где поставлено также:  $\Omega(AB) = \Omega(P_{1,2} \rightarrow {}^1D_2) = 2.39$  [13],  $\bar{\omega} = 5$ ,  $\chi_{AB} = 1.78 \text{ eV}$ .

Допустим, что степень ионизации как для водорода, так и для азота достаточно велика, чтобы можно было пренебрегать количеством атомов, находящихся в нейтральном состоянии, т. е. принять  $n_2^+ \approx n_2$  и  $n_1^+ \approx n_1$ , где  $n_2$  и  $n_1$  — полные количества атомов азота и водорода в  $1 \text{ см}^3$ . Тогда выражение (7) можно написать в следующей форме:

$$\frac{E_{\text{III}}}{E_{n2}} = 44.4 T_e \frac{n_2}{n_1} e^{-\frac{21900}{T_e}}. \quad (8)$$

Итак, отношение интенсивностей линий  $\lambda 6584 + 6546$  и  $H_\alpha$  зависит только от электронной температуры туманности и постоянно по всему объему полной ионизации атомов азота и водорода, при условии, что относительное количество атомов указанных элементов постоянно во всех точ-

ках объема ионизации. Интересно, что отношение  $E_{[NII]}/E_{H\alpha}$  не зависит от температуры возбуждающей звезды, а также от коэффициента дилуции излучения. Отклонение от этого правила может начинаться только у границы зоны полной ионизации азота; начиная с этого места должно происходить уменьшение отношения  $E_{[NII]}/E_{H\alpha}$  с расстоянием, так как уменьшение  $n_e^+$  происходит быстрее, чем уменьшение  $n_H^+$ .

Принято считать, что электронная температура газовых туманностей, в том числе и диффузных, мало меняется при переходе от одной туманности к другой и в среднем равна 10.000°K. Тогда различие между наблюдаемыми значениями  $E_{[NII]}/E_{H\alpha}$  для разных туманностей надо приписывать, как это вытекает из (8), различию в реальных отношениях азота и водорода в них.

Пейдж [8] измерил отношение интенсивности линии  $\lambda 6584$  к интенсивности линии  $H\alpha$ . Эти данные приведены во втором столбце таблицы 4. Умножая данные этого столбца на 4/3, мы найдем значения  $E_{[NII]}/E_{H\alpha}$ , которые приведены в третьем столбце, и отсюда отношения концентраций атомов азота и водорода, которые приведены в последнем столбце, в предположении  $T_e = 10.000^\circ K$ .

Измерение Пейджа относится к окрестностям, указанных в табл. 4 туманностей, где степень ионизации мала по сравнению с центральными областями туманностей, однако не трудно убедиться, что она все-таки остается достаточно высокой, чтобы для этих областей применить формулу (8).

Таблица 4

NGC	$\frac{E_{\lambda 6584}}{E_{H\alpha}}$	$\frac{E_{[NII]}}{E_{H\alpha}}$	$\frac{n_N}{n_H}$
1499	0.48	0.64	$1.2 \cdot 10^{-5}$
1976	0.17	0.23	$0.5 \cdot 10^{-5}$
1977	0.28	0.37	$0.7 \cdot 10^{-5}$
1977	0.42	0.56	$10^{-5}$
434	0.66	0.88	$1.7 \cdot 10^{-5}$
2024	0.45	0.60	$10^{-5}$
41	0.23	0.31	$0.6 \cdot 10^{-5}$
2337	0.10	0.13	$0.2 \cdot 10^{-5}$
2237	0.17	0.23	$0.5 \cdot 10^{-5}$

Как видно из табл. 4, отношение  $\frac{n_N}{n_H}$  для диффузных

туманностей порядка  $10^{-5}$ . Это на один порядок меньше среднего значения  $n_N/n_H$ , полученного для планетарных туманностей ([11], стр. 203). Однако следует иметь в виду, что больше чем для половины планетарных туманностей, для которых отношение  $n_N/n_H$  определено, оно порядка  $10^{-6}$ .

Следует указать, что вычисленные нами значения для  $n_N/n_H$  весьма ориентировочны, так как мы приняли для всех туманностей  $T_e = 10000^\circ\text{K}$ . Между тем небольшое различие в электронной температуре, как это видно из рис. 1, вызывает заметное изменение в величине  $n_N/n_H$ .

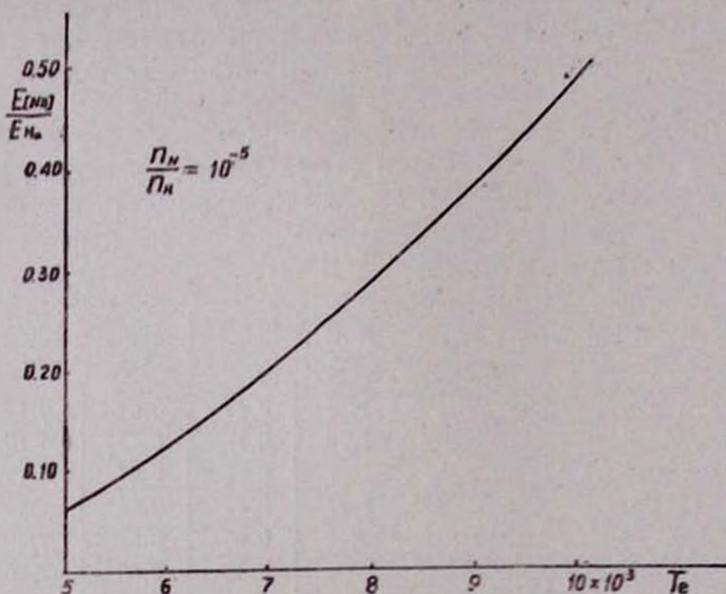


Рис. 1.

Вернемся теперь к нашей основной задаче.

Поскольку  $E_{[N,II]}/E_{[H,II]}$  не испытывает заметного уменьшения с удалением от возбуждающей звезды, т. е. в этом отношении нет разницы между центральными областями туманности и ее периферией, то сделанный выше вывод о необходимости уменьшения наблюдаемой интенсивности ли-

нии  $H_\alpha$  в размере в среднем на 23% за эффект блендирования соседних линий  $\lambda 6584$  и  $\lambda 6548$  сохраняет свою силу.

Окончательные, исправленные за оба эффекта величины  $H_\alpha/H_\beta$  представлены в табл. 5 (индексом „о“).

Теория бальмеровского декремента даёт для  $H_\alpha/H_\beta$  значения 2.5 при гипотезе, что оптическая толща туманности в линиях серии Лаймана очень велика и 1.9 — при гипотезе, что она мала [11].

Сравнивая это с тем, что было получено в последней строке табл. 5, видим, что исправленное значение  $H_\alpha/H_\beta$  все же превышает теорети-

Таблица 5

NGC	6563	6618	7000	1976
$(H_\alpha/H_\beta)_n$	6	8.5	4	5
$(H_\alpha/H_\beta)_m$	3.8	5.6	3.3	4.65
$(H_\alpha/H_\beta)_o$	2.90	4.3	2.5	3.60

ческое значение, за исключением, повидимому, туманности NGC 7000. В [1] было высказано предположение, что всякие отклонения в величине бальмеровского декремента в диффузных туманностях от теории могут быть объяснены влиянием примешанной к газу пыли. Предполагая остановиться на количественной стороне этой гипотезы в другом месте, здесь отметим лишь, что различие в степени отклонения величин  $H_\alpha/H_\beta$  у разных туманностей от их теоретического значения может характеризовать степень „запыленности“ этих туманностей. Учитывая это, мы можем утверждать, например, что из приведенных в табл. 5 туманностей больше всего „запылены“ туманности NGC 6618, а также NGC 1976, и меньше всего NGC 6624 и особенно центральная часть туманности NGC 7000.

Нами измерены методом фотометрических разрезов относительные интенсивности эмиссионных линий также на разных расстояниях от центра туманности M 8 по линии восток-запад. На одной спектрограмме было получено семь таких разрезов (измерения произведены на первом микрофотометре Бюраканской обсерватории [12]) — один для центра туманности и по три — с обеих сторон. Ширина каждого разреза равна 0,30 мм или 6'. Линия  $H_\alpha$  оказалась передержанной до расстояния 12' от центра туманности. Усредненные по обеим сторонам туманности значения относительных интен-



միզամածությունների շրջապատում գտնվող աստղերի կարմրագույնի չափից կլինելով,  $H_2/H_3$  — մեծությունը շտրված է նաև ըստ  $H_2(\lambda 6563 \text{ \AA})$  գծի ինտենսիված ազոտի  $\lambda 6584$  և  $\lambda 6548 \text{ \AA}$  գծերի նեո ձուլված լինելու էֆեկտի: Պենջի կողմից ստացված դիտողական տվյալները [8], ինչպես նաև ներկա աշխատանքում բերված տեսական դատողությունները բերում են այն բանին, որ գիտված  $H_2/H_3$  մեծությունը անհրաժեշտ է փոքրացնել մոտ  $230/0$ -ի չափով, որով հաշվի առնված կլինի  $\lambda 6584$  և  $6548 \text{ \AA}$  գծերի ձուլվածության էֆեկտը:

Արտածված է տեսական մի առնչություն (8), որը կապ է հաստատում  $\lambda 6584$  և  $6548 \text{ \AA}$  գծերի ինտենսիվությունների դումարի և  $H_2(\lambda 6563 \text{ \AA})$  գծի ինտենսիվության հարաբերության, միզամածության էլեկտրոնային ջերմաստիճանի և միզամածության  $1 \text{ սմ}^3$ -ում գտնվող ազոտի և ջրածնի ատոմների քանակի հարաբերության միջև: Որոշված է մի շարք միզամածությունների համար ազոտի և ջրածնի հարաբերական քանակությունը (աղյուսակ 4):

Վերջնականապես շտրված բալմերյան դեկրեմենտը ստացվում է այնուամենայնիվ ավելի մեծ, քան այն, որ տալիս է տեսությունը [11]: Առաջ է քաշվում այդ տարբերությունը դիֆուզ միզամածությունների մեջ խառնված փոշով բացատրելու միտքը:

Չափված են բալմերյան դեկրեմենտները NGC 6523 միզամածության կենտրոնից զանազան հեռավորության վրա գտնվող տիրույթների համար (աղյուսակ 6): Այս դեպքում չի նկատվում դեկրեմենտի զգալի փոփոխություն, այնպիսին, ինչպես NGC 1976 միզամածության մոտ [1]: Այստեղից հետևեցնում ենք, որ NGC 1976 միզամածությունը ավելի հարուստ է փոշով, քան NGC 6523-ը:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзadyн, Сообщ. Бюраканской астрофиз. обсерв., вып. XVI, 1955.
2. J. Ptasek, Publ. Domin. Obs. Victoria, 4, № 14, 1929.
3. J. Greenstein a J. Henyey, Ap. J, 89, 547, 1939.
4. J. Jhonson. Ap. J. 118, 370, 1953.
5. С. П. Пукельнер, Изв. Крымской астрофиз. обсерв., II, 1954.

6. М. В. Сломинская, Сообщ. ГАИШ, № 96, 49, 1954.
7. J. Stebbins, C. Huffer & A. Whitford, Ap. J. 91, 29, 1940.
8. T. Page, Ap. J. 108, 157, 1941.
9. L. Voseen, Rev. Mod. Phys. 8, 68, 1936.
10. R. Gurstang, M. N. 111, 115, 1951, Ap. J. 115, 106, 1952.
11. Д. Мензель и др., Физ. процессы в газ. тум., М., 1950.
12. Г. А. Гурзядян, Сообщ. Бюроанской астрофиз. обсерв., вып. XIV, 1954.
13. M. Seaton, Proc. Roy. Soc. A. 218, 400, 1954.