

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 266

А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 2 июня 1980

Принята к печати 30 июня 1980

Представлены результаты обработки спектров ядер галактики Маркарян 266. Спектры получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР. Вычислены эквивалентные ширины и относительные интенсивности наблюдаемых линий и получены распределения непрерывного излучения ядер галактики в абсолютных единицах. Определены электронная температура $T_e \sim 16\,400$ К и электронная плотность $n_e \sim 3.0 \cdot 10^3$ см⁻³ для юго-западного „b“ ядра галактики. Для северо-восточного „a“ ядра при принятом значении T_e 7000 К получено значение $n_e \sim 9.0 \cdot 10^3$ см⁻³. Определено содержание некоторых тяжелых элементов в ядрах (O, N, Ne, S). Оценены значения T_e в переходных зонах HII—H I в ядрах галактики, которые равны 4900 К для „a“ ядра и 6000 К для „b“. Вычислены массы излучающего газа в ядрах $\sim 5.5 \cdot 10^5 M_\odot$ для „a“ ядра и $9.5 \cdot 10^5 M_\odot$ — для „b“, а также число ранних звезд ($2 \cdot 10^4$ звезд типа O7 — в „a“ ядре, $7 \cdot 10^3$ — в „b“). Делается вывод, что не только по ширине эмиссионных линий [5], но и по ряду других параметров ядра Маркарян 266 можно отнести к типу Sy 2.

1. *Введение и наблюдательный материал.* В настоящей работе приведены результаты спектрофотометрии галактики Маркарян 266, являющейся типичным представителем галактик с УФ-избытком с двумя ядрами [1]. Исследование этой галактики особенно интересно, так как УФ-избыток обоих ядер [2], нетепловое радиоизлучение гало и юго-западного „b“ ядра [3, 4], особенности кинематики системы и большие ширины эмиссионных линий обоих ядер [5] указывают на то, что в ней происходят необычные физические процессы.

Наблюдательный материал получен с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП М9ЦВ в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР с дисперсией около 85 А/мм. звездой сравнения служила 34 Фейджа [6]. Выражение в абсолютных единицах спектрального распределения непрерыв-

ного излучения ядер галактики производилось путем привязки звезды сравнения к звезде α Лиры [7]. Из-за ограниченных размеров экрана ЭОП исследуемый спектральный диапазон (3500—7200 Å) покрывался двумя снимками. Время экспозиции для каждого снимка было 27^m , а для звезды сравнения — 20^s . При «абсолютизации» для коэффициента Шварцшильда взята величина 0.82, которая получена для использованных пленок Kodak 103a-O.

Так как изображение звезды сравнения на щели было больше, чем ширина щели, то при выражении в абсолютных единицах распределения энергии в ядрах галактики излучение части видимого диска 34 Фейджа, попадающее в щель, экстраполировалось к излучению общего диска звезды (принимая, что диск звезды имеет прямоугольный профиль). Для оценки ошибок, которые возникают при таком подходе к выражению в абсолютных единицах непрерывного излучения объектов, в ту же ночь был получен спектр еще одной стандартной звезды — 15 Фейджа [6]. «Абсолютизация» излучения 15 Фейджа была произведена по спектру 34 Фейджа; полученные данные сравнены с данными, выведенными на основе работ [6, 7]. При этом использовались средние коэффициенты экстинкции для САО, приведенные в [8]. Вычисленные ошибки зависят от длины волны. В красной части спектра внутренние ошибки «абсолютизации» в среднем оказались равными примерно 20%, а в коротковолновой части — 90%.

Так как спектры галактики и стандартной звезды 34 Фейджа получены при близких друг к другу зенитных расстояниях, поправки за атмосферную экстинкцию не вводились.

Регистрация спектров производилась на микрофотометре ИФО-451 с высотой щели, равной $6''$.

2. Редукция наблюдательных данных. В ходе обработки спектров ядер Маркарян 266 были определены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий (следует отметить, что на спектрах, полученных однокаскадным малолушмящим ЭОП М9ЦВ, спектральные линии можно фотометрировать с точностью порядка 10%). Полученные данные приведены в табл. 1.

На рис. 1 построены кривые распределения непрерывного излучения „а“ и „б“ ядер Маркарян 266. На графике по оси ординат отложены значения $\lg F_\nu$, где F_ν — энергия для данной частоты в единицах эрг/см²с Гц, а по оси абсцисс — ν (частота в Гц).

Следует отметить, что данные, приведенные в табл. 1 и на рис. 1, относятся к областям с размерами $1.2 \times 6''$, где 1.2 — ширина щели спектрографа, а $6''$ — высота щели микрофотометра, с помощью которого регистрировались спектры.

Таблица 1

Линии	„a“ ядро		„b“ ядро	
	$\Psi, (\text{A})$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	$\Psi, (\text{A})$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$
[O II] λ 3727	129	1.7	50	1.5
[Ne III] λ 3869	—	—	11	0.5
H δ	3.3	0.08	—	—
G-полоса	4.7	—	—	—
H γ	10	0.3	4.9	0.23
[O III] λ 4363	—	—	2.9	0.13
H β	28	1.0	17	1.0
[O III] λ 4959	15	0.5	27	1.6
[O III] λ 5007	49	1.7	96	5.4
He I λ 5876	1.4	0.04	—	—
(D $_1$ + D $_2$) Na I	1.6	—	2.3	—
[O I] λ 6300	11	0.2	2.8	0.12
[O I] λ 6364	3.5	0.07	1.0	0.04
[N II] λ 6548	20	0.5	11	0.5
H α	111	2.8	56	3.0
[N II] λ 6583	61	1.5	32	1.6
[S II] λ 6717	23	0.6	9	0.5
[S II] λ 6731	27	0.7	8	0.4

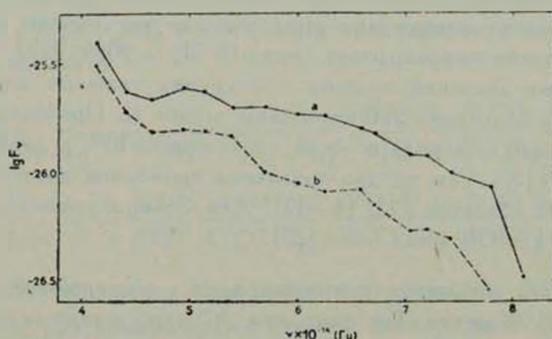


Рис. 1. Кривые распределения непрерывного излучения „a“ и „b“ ядер Маркарян 266.

3. *Электронная температура и электронная плотность.* Присутствие в спектре „b“ ядра эмиссионных линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, 4363 дает возможность вычислить электронную температуру. Используя формулу, приведенную в [9], для T_e получено значение ~ 16400 К. Так как в спектре

„а“ ядра галактики отсутствуют линии, необходимые для непосредственного определения электронной температуры, то при дальнейших расчетах для T_e принято значение 7000 К. Оно выбрано на основе рис. 1 работы Аллоэна и др. [10] для $I([\text{O III}]) / I([\text{N II}]) \sim 1.0$.

Электронные плотности в ядрах галактики для принятых значений электронных температур определены по отношению интенсивностей эмиссионных линий дублета $[\text{S II}] \lambda\lambda. 6717/31$ [11]. Для „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 они соответственно равны:

$$n_e^a \sim 9.0 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \quad n_e^b \sim 3.0 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}.$$

4. *Содержание тяжелых элементов.* Для вычисления относительного содержания ионов тяжелых элементов воспользуемся уравнениями, приведенными в [12], принимая, что в ядерных H II областях Маркарян 266 флуктуации электронной температуры отсутствуют (см. ниже).

При определении относительного содержания иона серы заметим, что отношение интенсивностей линии $[\text{N II}]$ к линиям $[\text{S II}]$ является хорошим индикатором для определения N^+/S^+ , а следовательно S^+/H^+ [13]. Наличие в спектрах ядер линии $\text{He I} \lambda. 5876$ возможно указывает на присутствие серы во второй стадии ионизации (потенциалы ионизации He^0 и S^+ соответственно равны 24.59 эВ и 23.33 эВ). Тогда при переходе от отношения N^+/S^+ к отношению N/S следует употреблять знак неравенства, учитывающий присутствие некоторого количества серы в состоянии S^{++} . Таким образом, для „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 получен нижний предел для полного содержания серы, так как мы лишены возможности наблюдать близкие инфракрасные линии $[\text{S III}] \lambda\lambda. 9069, 9532$.

Полученные значения полного содержания тяжелых элементов для „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 приведены в табл. 2. Причем принято, что количество атомов водорода в обоих ядрах равно 10^{12} , а данные приведены в виде $\lg N(X)$. Там же для сравнения приведены значения содержания для других объектов [12, 14—17]. Для Солнца данные взяты из работ [18, 19], а для ОВ звезд — из [20].

5. *Механизм ионизации и нижний предел электронной температуры в ядерных H II областях.* Тот факт, что „b“ ядро и гало галактики излучают в радиодиапазоне [3, 4], и по спектру это излучение нетепловое, дает основание для предположения о присутствии электронов высокой энергии в ядрах. В этих условиях возможно, что ионизация атомов вызывается электронными ударами.

Для солнечной короны, где предполагается, что ионизация атомов происходит вследствие электронных ударов, уравнение равновесия получено Ситоном [21]:

$$\left| \frac{N[X^{+(m+1)}]}{N[X^{+m}]} \right|_{\text{удар.}} = \frac{3.0 - \frac{5040 I_m}{T_e}}{(m+1)^2 I_m^2} \cdot \xi T_e \cdot 10^4 \quad (1)$$

где ξ — количество электронов во внешней оболочке X атома, I_m — ионизационный потенциал, а m — количество потерянных атомом электронов.

Таблица 2

	O	N	Ne	S
„a“ ядро	8.80	8.04	—	>7.46
„b“ ядро	7.76	7.72	6.85	>6.92
H II области	8.60	7.59	8.10	>7.26
Планетарные туманности	8.83	8.17	7.90	—
II Zw 40	7.97	6.88	7.20	>6.63
Sy 1	7.73	6.97	—	>6.19
Sy 2	8.63	7.98	—	>7.25
Солнце	8.77	7.93	7.97	7.20
OB звезды	8.8	7.9	8.7	—

Предполагая, что однократная и двухкратная ионизация кислорода происходит вследствие электронных ударов, применим эту формулу для O^0 , O^+ , O^{++} .

С другой стороны, используя наблюдаемые интенсивности линии λ 6300 [O I], λ 3727 [O II], λ 5007 [O III], приведенные в табл. 1, согласно [22] можем написать

$$\left| \frac{N(O^0)}{N(O^+)} \right|_{\text{набл.}} = \frac{4}{3} \frac{6300}{3727} \frac{A(O^+)^{12}}{A(O^0)^{12}} \frac{N(O^+)_2}{N(O^+)} \frac{N(O^0)}{N(O^0)_2} \frac{I(6300)}{I(3727)}, \quad (2)$$

$$\left| \frac{N(O^{++})}{N(O^+)} \right|_{\text{набл.}} = \frac{4}{3} \frac{5007}{3727} \frac{A(O^+)^{12}}{A(O^{++})^{12}} \frac{N(O^{++})}{N(O^{++})_2} \frac{N(O^+)}{N(O^+)_2} \frac{I(5007)}{I(3727)}, \quad (3)$$

где A_{12} — эйнштейновские коэффициенты переходов, $N(O^+)_2^m$ — общее количество m раз ионизованных атомов кислорода, $N(O^+)_2^m$ — количество m раз ионизованных атомов кислорода во втором состоянии, коэффициент $4/3$ получен из предположения, что $I(6300) = 3I(6364)$ и $I(5007) = 3I(4959)$. Населенность второго уровня атомов O^0 , O^+ , O^{++} зависит от электронной температуры посредством b_{12} — вероятности неупругих столкновений первого рода

$$b_{12} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6}}{\omega_1} \tilde{\gamma}_{12}(T_e) e^{-\frac{E_{12}}{kT_e}} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}}, \quad (4)$$

где $\tilde{\gamma}_{12}(T_e)$ — безразмерное эффективное сечение.

Используя значения эффективного сечения, приведенные в работах [23] для O^0 , [24] для O^+ , [25] для O^{++} , получим населенности вторых состояний атомов O^0 , O^+ , O^{++} и, следовательно, „чистую“ зависимость $[N(O^0)/N(O^+)]_{\text{набл.}}$ и $[N(O^{++})/N(O^+)]_{\text{набл.}}$ от электронной температуры.

Если ионизация атомов происходит вследствие электронных ударов, то согласно [22] при комбинированном решении уравнений (1)—(2) и (1)—(3) должны получаться одинаковые значения для электронной температуры. Но как видно из рис. 2, на котором приведены кривые зависимости $\frac{[N(O^0)/N(O^+)]_{\text{набл.}}}{[N(O^0)/N(O^+)]_{\text{удар.}}}$ и $\frac{[N(O^{++})/N(O^+)]_{\text{набл.}}}{[N(O^{++})/N(O^+)]_{\text{удар.}}}$ от электронной температуры для обоих ядер галактики, во всем диапазоне изменения T_e не существует одного значения температуры для обоих отношений. Следовательно можно сказать, что механизм ионизации в ядерных H II областях Маркарян 266 не ударный, а имеет радиационную природу.

Основываясь на этом выводе и на предположении, что линии $\lambda 6300$ и $\lambda 6364$ [O I] образуются на границе зон H I — H II [26], можно получить граничные электронные температуры H II областей из следующих соображений. Количество энергии, излучаемое в 1 см^3 H I области в линии $\lambda 6300 + 64$ за 1 с равно

$$I(6300 + 64) = A_{21} N_2(O^0) h\nu_{21}. \quad (5)$$

Если предположить, что в этих областях можно пренебречь переходами из возбужденных состояний атома под воздействием столкновений по сравнению со спонтанными переходами (в H I областях значение n_e мало) и что $b_{12} \ll b_{12'}$, то на основе уравнения стационарности для второго и третьего состояний атома можем написать

$$N_2(O^0) = \frac{N_1(O^0) b_{12'}}{A_{21}}. \quad (6)$$

Используя уравнения (4—6), можно вывести, что

$$N(O^0) n_e(\text{H I}) = \frac{\omega_1 T_e^{1/2} e^{\frac{h\nu_{21}}{kT_e}} I(6300 + 64)}{8.63 \cdot 10^{-6} h\nu_{21} \tilde{\gamma}_{12}(T_e)}, \quad (7)$$

где $\omega_1 = 9$, $h\nu_{21} = 1.96$ эВ = $3.14 \cdot 10^{-12}$ эрг, а $\gamma_{112}(T_e)$ — эффективное сечение можно вычислить для разных T_e по [23].

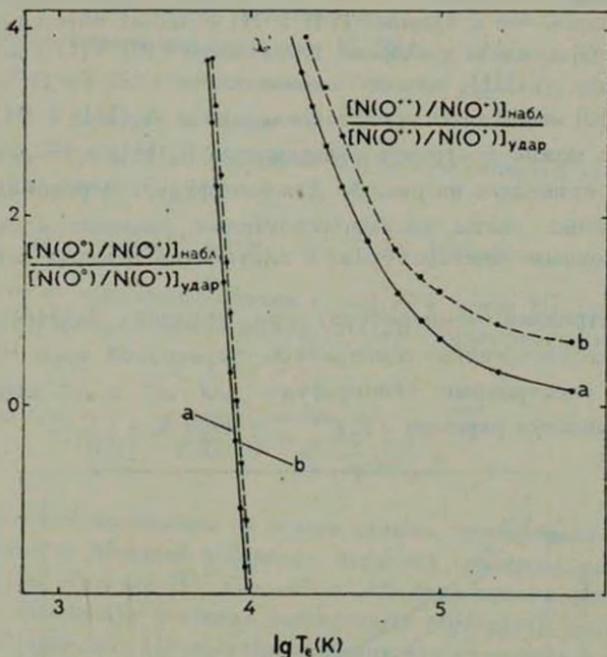


Рис. 2. Кривые зависимости $\frac{[N(O^0)/N(O^+)]_{набл.}}{[N(O^0)/N(O^+)]_{удар.}}$ и $\frac{[N(O^{++})/N(O^+)]_{набл.}}{[N(O^{++})/N(O^+)]_{удар.}}$ от электронной температуры для „а“ и „б“ ядер Маркарян 266.

Энергия излучения единичного объема Н II области в линии H_β в 1 с дается выражением

$$I(H_\beta) = n_e^2(H II) \alpha_{H_\beta} h\nu_{H_\beta} \quad (8)$$

так, что

$$n_e^2(H II) = \frac{I(H_\beta)}{\alpha_{H_\beta} h\nu_{H_\beta}} \quad (9)$$

Разделив уравнение (7) на (9), окончательно получим:

$$\frac{N_1(O^0) n_e(H I)}{n_e^2(H II)} = \frac{\omega_1 T_e^{3/2} e^{\frac{h\nu_{21}}{kT_e}} \alpha_{H_\beta} \nu_{H_\beta} I(6300 + 64)}{8.63 \cdot 10^{-6} \nu_{21} \gamma_{112}(T_e) I(H_\beta)}, \quad (10)$$

где отношения интенсивностей линии $I(6300 + 64)/I(H\beta)$ для „а“ и „б“ ядер будут соответствовать значениям, приведенным в табл. 1, если объемы, излучающие в линиях $H\beta$ и $[O I]$, в ядрах одного порядка.

Предполагая, что в ядерных Н II и Н I областях имеется одинаковое парциальное содержание кислорода, в уравнении (10) $N(O^0)$ можно легко выразить через $N(H I)$, используя значения табл. 2. Тогда левая часть уравнения (10) может быть представлена в виде $N_1(H I) n_e(H I)/n_e^2(H II)$. После этого можно построить зависимость $N_1(H I) n_e(H I)/n_e^2(H II)$ от T_e , которая приведена на рис. 3. Для коэффициента рекомбинаций $\alpha_{H\beta}$ при вычислениях взяты интерполированные значения, соответствующие электронным температурам и плотностям в ядрах галактики из работы [27].

Та электронная температура, при которой $N_1(H I) n_e(H I) = n_e^2(H II)$, соответствует температуре переходной зоны Н I — Н II в ядрах. Эти электронные температуры для „а“ и „б“ ядер соответственно получаются равными $(T_e)^{\text{переход.}} \sim 4900$ К и $(T_e)^{\text{переход.}} \sim 6000$ К.

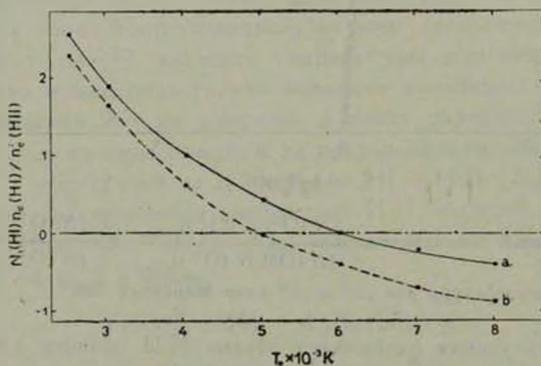


Рис. 3. Кривые зависимости $\lg [N_1(H I) n_e(H I) / n_e^2(H II)]$ от электронной температуры для „а“ и „б“ ядер Маркарян 266.

Сравнение температур, полученных для переходной зоны Н I — Н II „а“ и „б“ ядер, с электронными температурами зон высокой ионизации ядерных Н II областей косвенно указывает на существование больших температурных флуктуаций в ядерных Н II областях Маркарян 266.

6. *Оценка массы ионизованного водорода.* Как было отмечено выше, данные спектrophотометрии относятся к областям с размерами в $1.2 \times 6''$. Считая, что распределение излучения по диску ядер примерно равномерно и пренебрегая вкладом излучения галактического гало, можем подсчи-

тать полное излучение ядер на данной частоте, которое оказывается в 3.9 раза больше, чем наблюдаемое (для получения коэффициента 3.9 использованы значения радиуса ядер, приведенные в [5]).

При эквивалентной ширине линии H_{β} 28А и 17А для „а“ и „b“ ядер соответственно получим наблюдаемые потоки $F_{H_{\beta}}^a \sim 6.5 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²с и $F_{H_{\beta}}^b \sim 2.0 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²с в линии H_{β} .

С учетом расстояния до Маркарян 266 для светимостей ядер в линии H_{β} получим значения

$$L_{H_{\beta}}^a = 1.0 \cdot 10^{12} \text{ эрг/с}, \quad L_{H_{\beta}}^b = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ эрг/с}.$$

Излучение от единичного объема водорода в линии H_{β} определяется уравнением (8), которое можно выразить также нижеприведенной формулой [28]:

$$I(H_{\beta}) = 2.32 \cdot 10^{-19} n_e^2 \frac{b_4(T_e)}{T_e^{3/2}} e^{\frac{9870}{T_e}}, \quad (11)$$

постоянные которой вычислены на основе данных, приведенных в [29], а $b_4(T_e)$ — параметр Мензела и Бекера, величина которого, интерполированная по [30] (случай В), для „а“ и „b“ ядер равна соответственно 0.105 и 0.388. Используя значения электронных температур и плотностей для „а“ и „b“ ядер, по (11) получим значения для излучения в линии H_{β} от единичного объема:

$$I(H_{\beta}) = 1.4 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/с см}^3, \quad I(H_{\beta}) = 7.0 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/с см}^3.$$

Сравнивая светимости ядер в H_{β} с их значением для единичного объема, для эффективного объема излучающего газа в „а“ и „b“ ядрах галактики получим:

$$V_{\text{эф.}}^a = 7.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^3 = 2.5 \cdot 10^4 \text{ пс}^3, \quad V_{\text{эф.}}^b = 3.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^3 = 1.2 \cdot 10^5 \text{ пс}^3.$$

Массы излучающего газа равны соответственно:

$$\mathcal{M}_a = V_{\text{эф.}}^a n_e^a m_H = 5.5 \cdot 10^5 \mathcal{M}_{\odot}; \quad \mathcal{M}_b = V_{\text{эф.}}^b n_e^b m_H = 9.5 \cdot 10^5 \mathcal{M}_{\odot}.$$

Используя также значения линейных радиусов ядер [5], для факторов объемной скважности в ядрах получим значения:

$$\alpha^a = 1.3 \cdot 10^{-6}, \quad \alpha^b = 3.0 \cdot 10^{-5}.$$

7. *Оценка числа ранних звезд.* Используя полученные выше значения для светимости ядер галактики в линии H_{β} , можно оценить количество лаймановских квантов, излучаемых ядрами [31]:

$$N_{L_a}^a = 2.0 \cdot 10^{53} \text{ квант/с}, \quad N_{L_b}^b = 6.5 \cdot 15^{52} \text{ квант/с},$$

для „а“ и „b“ ядер соответственно.

Такое количество квантов может снабдить $2 \cdot 10^4$ O7 звезд в „а“ ядре и $7 \cdot 10^3$ — в „b“ ядре [32]. Сравнивая эти значения с таковыми, полученными в [33] для ядер галактик Серсика—Пасторизы, видим, что они одного порядка.

В В лучах общие абсолютные светимости O7 звезд „а“ и „b“ ядер галактики соответственно равны $-15^m 3$ и $-14^m 1$, что по сравнению с В абсолютными величинами ядер [1] на 2—3 звездные величины меньше. Таким образом, найденные количества O7 звезд, объясняя светимости ядерных H II областей в линии H_{β} , дают не более чем несколько процентов вклада в непрерывное излучение ядер в В лучах.

8. *Обсуждение.* Как было отмечено в [5], эмиссионные линии обоих ядер Маркарян 266 расширены, имея полуширину порядка 800 км/с. Было также указано, что эта величина характерна для галактик типа Sy2. Но галактики типа Sy2 отличаются от других галактик не только шириной эмиссионных линий. Они обладают также эмиссионным спектром высокой ионизации, в котором наблюдаются мало меняющиеся отношения интенсивностей некоторых эмиссионных линий. Например, линии [OI] достаточно интенсивны и, в среднем, $I(6300)/I(H_{\beta}) = 0.8$ [34], в то время как в галактиках с узкими эмиссионными линиями линии [OI] отсутствуют или очень слабы [35]. Отношение эмиссионных линий $I(5007)/I(H_{\beta}) = 8 \div 10$ [34, 36, 37], а в галактиках с узкими эмиссионными линиями оно порядка единицы [37]. Вопрос о содержании тяжелых элементов в ядрах галактик Sy2 мало изучен, однако имеются некоторые данные [17, 38]. Информация же о физических условиях довольно однородная и большая. Считают, что в ядрах галактик типа Sy2 электронная температура меняется в пределах $(1 \div 2) \cdot 10^4$ К, электронная плотность — в пределах 10^2 — 10^5 см $^{-3}$ [34, 39, 40 и др.]. Полная масса излучающего газа в ядрах галактик типа Sy2 меняется в пределах 10^3 — $10^5 M_{\odot}$, а фактор скважности порядка 10^{-4} — 10^{-6} [35, 41]. Большинство галактик Sy2 имеет заметное нетепловое радиоизлучение.

Сравнивая данные, полученные путем изучения спектров „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 друг с другом и с аналогичными средними данными, характерными для сейфертовских галактик второго типа, можно сделать следующие замечания.

В „b“ ядре галактики степень ионизации выше, чем в „a“ ядре [42] (это отмечается и в [43]) и подобна той, которая наблюдается у Sy2. В обоих ядрах присутствуют линии умеренной интенсивности. Отношение эмиссионных линий $I(5007)/I(H\gamma)$ у „a“ ядра равно 1,7, у „b“ ядра — 5,4, что более близко к значению, встречающемуся в классических галактиках типа Sy2. Электронная температура и плотность такого же порядка, что и у Sy2. Относительное содержание тяжелых элементов в „a“ ядре (при принятой T_e) больше, чем в „b“ ядре и по порядку такого же значения, что и у галактик Sy2 в [17]. Отношение N/O такое же, как у Sy2 [17]. В противоположность этому в „b“ ядре наблюдается аномально высокое значение отношения N/O, равное 0,9. Такое высокое значение отношения N/O встречается у некоторых планетарных туманностей [44] и в ядрах некоторых галактик (NGC 3351, M 51) [10]. Совсем недавно в работе [45] были приведены результаты спектрофотометрического исследования галактики типа Sy2, NGC 2992, источника рентгеновского излучения. Если воспользоваться приведенными в статье значениями относительных интенсивностей интересующих нас линий, то для приведенной электронной температуры ($30\,000\text{ K} > T_e > 25\,000\text{ K}$) для отношения N/O получим значение порядка 0,9 — значение, которое получается и для „b“ ядра Маркарян 266.

Заметим также, что, как отмечено в [1,5], из обоих ядер Маркарян 266 выходят спиральные рукава, а это значит, что морфологическая структура такова, как и у большинства галактик типа Sy2 [46].

Таким образом, не только большая ширина эмиссионных линий, но и ряд косвенных параметров (содержание соответствующих линий в спектрах ядер, морфология, содержание тяжелых элементов, большое содержание ионизованного водорода и сильная неоднородность его распределения) также указывает на то, что ядра Маркарян 266 имеют сейфертовскую природу. Отметим только, что степень ионизации в ядрах ниже, чем в галактиках типа Sy2. Возможно, это обусловлено бедностью ядер источниками ионизации (количество молодых звезд, оцененное для ядер Маркарян 266, на один-два порядка ниже, чем вычислено для NGC 2992 в [33]).

Во введении настоящей работы было отмечено нетепловое радиоизлучение юго-западного („b“) ядра галактики [4]. Вероятная переменность радиоизлучения Маркарян 266 [47] на 21 см, по всей вероятности, также связана с ним. Это еще раз указывает на то, что оба ядра Маркарян 266, имея сейфертовскую природу, все же отличаются друг от друга.

Автор выражает глубокую благодарность Э. Е. Хачикяну за дискуссию и ценные замечания, а также А. Буренкову за помощь при наблюдениях.

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF GALAXY MARKARIAN 266

A. R. PETROSSIAN

The results of spectral investigation of nuclei of Markarian 266 galaxy are presented. Spectra are obtained at the prime focus of the 6 m telescope of SAO. Equivalent widths and relative intensities of observed lines are calculated and the distributions of continuum radiation for nuclei of galaxy in absolute units are obtained. For the south-western nucleus („b“) of the galaxy electron temperature $T_e \sim 16400$ K and electron density $n_e \sim 3.0 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$ are derived. For the north-eastern nucleus („a“) using the accepted value of T_e , 7000 K the value for $n_e \sim 9.0 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$ is derived. The abundances of some heavy elements (O, N, Ne, S) in the nuclei are estimated. The values of T_e in transition zones HII—HI in the nuclei of galaxy are estimated to be equal to 4900 K and 6000 K for „a“ and „b“ nuclei respectively. The masses of radiative gas in nuclei „a“ and „b“ are estimated to be equal to $5.4 \cdot 10^5 M_\odot$ and $9.0 \cdot 10^5 M_\odot$ respectively as well as the number of early type stars ($2 \cdot 10^4$ stars of type O7 in „a“ and $7 \cdot 10^3$ in „b“). It is concluded that not only by widths of emission lines [5] but also by some other parameters too Markarian 266 can be considered to be a Sy 2 galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
3. G. Kojotan, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. M. Thomasian, C. R. Parton *Ap. J.*, 203, 323, 1976.
4. J. T. Stocke, W. G. Tifft, M. A. Kaftan-Kassim, *A. J.*, 83, 322, 1978.
5. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 16, 621, 1980.
6. R. P. S. Stone, *Ap. J.*, 218, 767, 1977.
7. D. S. Hayes, D. W. Latham, S. H. Hayes, *Ap. J.*, 197, 587, 1975.
8. Т. А. Карташева, Н. М. Чунакова, *Изв. САО*, 10, 44, 1978.
9. M. J. Seaton, *M. N.*, 170, 475, 1975.
10. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. Astrophys.*, 78, 100, 1979.
11. И. В. Носов, *Астрон. циркул.*, № 1050, 1979.
12. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Ap. J.*, 168, 413, 1971.
13. P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert, *Astron. Astrophys.*, 28, 447, 1973.
14. S. A. Hawley, *Ap. J.*, 224, 417, 1978.
15. L. H. Aller, S. J. Czyzak, *IAU Symp. No. 34*, 1968, p. 209.
16. L. Searle, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 25, 1972.

17. *I. T. Petrov*, в сб. «Всесоюзная конференция молодых астрофизиков, посвященная 70-летию В. А. Амбарцумяна», Ереван, 1979, стр. 12.
18. *D. L. Lambert, B. Warner*, *M. N.*, 138, 181, 1968.
19. *L. H. Aller*, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 194, 45, 1972.
20. *L. H. Aller*, *The Abundances of the Elements*, New York. Interscience Publ., 1961, p. 115
21. *M. J. Seaton*, *Observatory*, 82, 111, 1962.
22. *M. Peimbert*, *Ap. J.*, 154, 33, 1968.
23. *P. Pequtgot, S. M. V. Aldrovandt*, *Astron. Astrophys.*, 50, 141, 1976.
24. *A. K. Pradhan*, *M. N.*, 177, 31, 1976.
25. *S. J. Szyszak, T. K. Kruger, P. de A. P. Martins, H. E. Suraph, M. J. Seaton, J. Shemming*, *IAU Symp. No. 34*, 1968, p. 138.
26. *R. E. Williams*, *M. N.*, 164, 111, 1973.
27. *M. Brocklehurst*, *M. N.*, 153, 471, 1971.
28. *D. Menzel*, *Ap. J.*, 85, 330, 1937.
29. *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
30. *А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Головников*, *Изв. Крымской обл.*, 38, 208, 1967.
31. *S. R. Pottasch*, *Vistas in Astronomy*, 6, 149, 1965.
32. *P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell*, *Astron. Astrophys.*, 32, 269, 1974.
33. *P. S. Osmer, M. G. Smith, D. W. Weedman*, *Ap. J.*, 192, 279, 1974.
34. *A. T. Koski*, *Ap. J.*, 223, 56, 1978.
35. *G. Neugebauer, E. E. Becklin, J. B. Oke, L. Searle*, *Ap. J.*, 205, 29, 1976.
36. *E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman*, *Астрофизика*, 7, 339, 1971.
37. *D. W. Weedman*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 69, 1977.
38. *Y. Andriolat, S. Souffrin*, *Astron. Astrophys.*, 11, 286, 1971.
39. *O. E. Osterbrock, R. A. R. Parker*, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
40. *Э. А. Дубай, В. И. Проник*, *Астрон. ж.*, 44, 952, 1967.
41. *И. М. Янкулова*, *Астрон. ж.*, 51, 1208, 1974.
42. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, *Астрофизика*, 15, 209, 1979.
43. *R. Barbon*, *Kitt Peak National Obs. Contr.*, No. 510, 1969.
44. *R. J. Dufour, R. M. Killen*, *Ap. J.*, 211, 68, 1977.
45. *J. E. McClintock, J. van Paradijs, R. A. Remillard, C. R. Contzares, A. T. Koski, P. Veron*, *Ap. J.*, 233, 809, 1979.
46. *T. F. Adams*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 33, 19, 1977.
47. *J. H. Bieging, P. Biermann, K. Kricke, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Wittzel*, *Astron. Astrophys.*, 60, 313, 1977.