

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЯДРА NGC 1068

Э. А. ДИБАЙ, В. И. ПРОНИК

Поступила 15 декабря 1964

Приведены результаты спектрофотометрии ядра сейфертовской галактики NGC 1068, излучающего спектр с широкими эмиссионными линиями. Спектрограммы получены с помощью спектрографа с дисперсией $120\text{\AA}/\text{мм}$ в кассегреневском фокусе $50''$ рефлектора. По интенсивностям линий [OIII] и [SII] оценены значения электронной плотности (10^3 см^{-3}) и электронной температуры ($17\,000^\circ$). Эффективный объем светящегося газа равен $2 \cdot 10^{29} \text{ см}^3$ ($r_s \approx 20 \text{ пс}$), масса $2 \cdot 10^5 \odot$. При скорости 1200 км/сек газ обладает кинетической энергией $3 \cdot 10^{44}$ эрг и его разлет, по-видимому, вызван некоторым процессом взрывного характера, имевшим место примерно 10^5 лет тому назад. Время высвечивания ($3 \cdot 10^5$ лет) меньше „возраста“ разлетающегося газа, поэтому свечение последнего ($1.4 \cdot 10^{42}$ эрг/сек) носит квазистационарный характер. Рассмотрены следующие механизмы возбуждения: ионизация газа горячими звездами, синхротронными L_c -квантами, космическими лучами, „звездным ветром“ и, наконец, ударными волнами. Энергетические соображения приводят к выводу, что наиболее вероятным, по-видимому, является последний; однако, и в этом случае имеются известные трудности. В заключение приводятся оценки начальной выброшенной массы ($0.4 \cdot 10^5 < M_0 < 2 \cdot 10^5 \odot$) и начальной энергии взрыва ($\approx 10^{55}$ эрг).

NGC 1068 является представительницей редкого и немногочисленного класса галактик, открытых и описанных К. Сейфертом [1]. Согласно К. Сейферту, большинство этих галактик является спиралями с ярко выраженными звездоподобными ядрами, излучающими газовый спектр с широкими эмиссионными линиями. Две из галактик Сейферта являются радиогалактиками: NGC 1275 отождествляется с известным источником Персей А и рассматриваемая здесь NGC 1068 зарегистрирована в кембриджском каталоге как объект 3С 71.

NGC 1068 является спиральной галактикой промежуточного типа (Sb по Хабблу [2]) примерно 10-й интегральной величины с ярким звездообразным ядром $\approx 13^m$, имеющим угловые размеры около 5 се-

кунд дуги, что соответствует при расстоянии 16 мпс [3] области с радиусом 200 парсек. Как показывают полученные спектрограммы, спектральные линии широкие внутри указанной области и резкие вне ее. Таким образом, зона макроскопических движений газа ограничена областью ядра галактики.

Таблица 1
ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРЕ NGC 1068

λ_0	Элемент	Интенсивность	То же по Сейферту
3727	[OII]	0.50	0.80
3869	[NeII]	0.75	0.65
3967,70	[NeII]+H _δ	0.18	0.25
4026	HeI ?	0.24	—
4069/76	[SII]	0.20	0.20
4102	H _δ	0.18	0.20
4340	H _γ	0.40	0.40
4363	[OIII]	0.25	0.35
4686	HeII	0.60	0.40
4711	[ArIV]	0.18	—
4740	[ArIV]	0.15	—
4861	H _β	1	1
4959	[OIII]	4.5	4
5007	[OIII]	12.5*	12
5755	[NII]	0.18	0.20
5876	HeI	0.24	0.25
6548	[NII]	—	—
6563	H _α	—	10
6584	[NII]	—	—
6716/32	[SII]	—	1.40

1. Настоящее исследование базируется на шести спектрограммах, полученных в январе 1964 г. с дифракционным спектрографом, установленным в кассегреновском фокусе 50" рефлектора. Дисперсия 110—140 Å/мм. Для повышения точности определения интенсивностей линий некоторые спектры расширялись до 0.2 мм; расширенные спектры экспонировались по 2 часа, нерасширенные по 30 мин. Одновременно фотографировались также звезды с известным распре-

* Вследствие передержки этой линии на всех спектрограммах для нее принято теоретическое значение интенсивности: $I_{5007} = 2.8 I_{4957}$

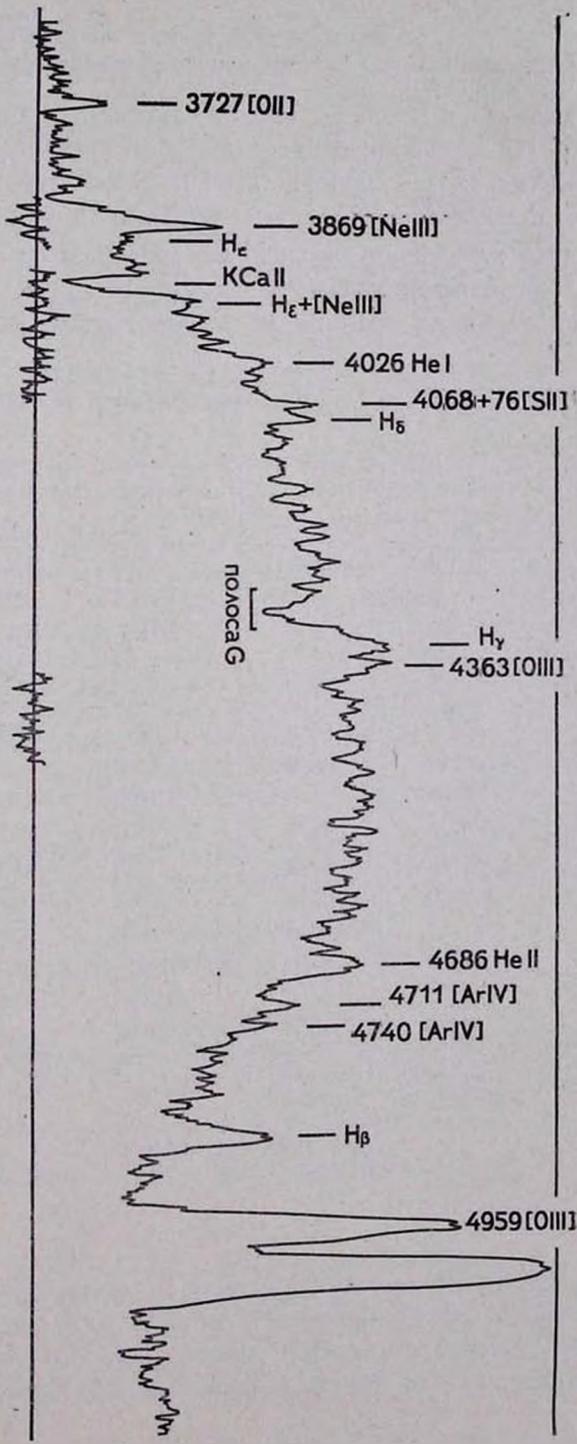


Рис. 1. Персеусовская спираль NGC 1068

лением энергии в спектре. Все негативы обработаны на саморегистрирующем микрофотометре Молля.

Регистрограмма спектра ядра NGC 1068 приведена на рис. 1, причем длинноволновый участок со слабыми линиями поглощения не воспроизведен. Как можно видеть, эмиссионные линии наблюдаются на фоне спектра поглощения, вызванного суммарным излучением звезд в области ядра. Интегральный спектр ядра по К. Сейферту [1] G3; масса звезд, заключенная в области с радиусом 200 пс, составляет $\approx 10^5$ солнечных масс [3].

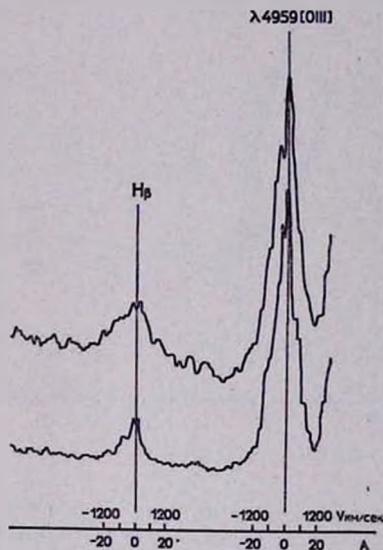


Рис. 2. Контуры линий H_{β} и λ 4959 по двум спектрограммам (запись в интенсивностях).

Эмиссионные линии газовой составляющей ядра NGC 1068 чрезвычайно широки (рис. 2). Профили водородных и запрещенных линий примерно одинаковы и соответствуют доплеровским скоростям порядка ± 1200 км/сек. Интенсивности эмиссионных линий, определенные путем стандартной процедуры с привязкой к звездам с известным распределением энергии в спектре [4], приведены в табл. 1. Интенсивность линии H_{β} принята за единицу. Средняя квадратичная ошибка определения интенсивности по четырем негативам не превосходит 15—20%. В этой же таблице для сравнения даны интенсивности линий согласно К. Сейферту [1].

2. В теоретической астрофизике хорошо известен метод определения электронной температуры по отношению интенсивностей авроральной и небулярной линий иона [OIII] (метод В. А. Амбарцумяна).

Аналогичное отношение (авроральной и трансавроральной линий) можно записать и для иона [SII], линии которого наблюдаются в спектре NGC 1068. Тогда два уравнения позволят определить два неизвестных: электронную температуру и электронную плотность.

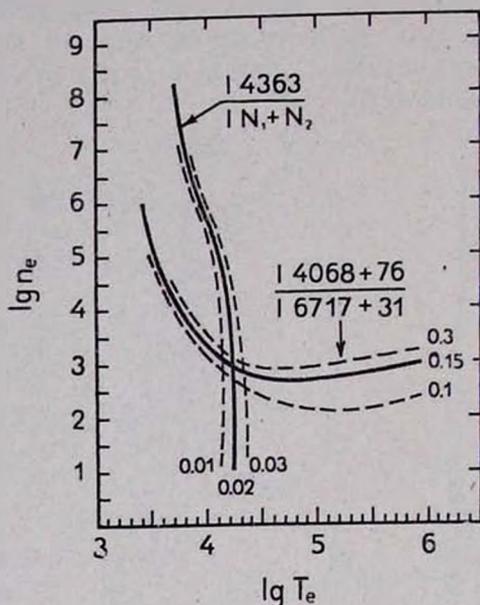


Рис. 3. Определение n_e и T_e по наблюдаемым отношениям $\frac{I_{4363} [\text{OIII}]}{I_{N_1+N_2} [\text{OIII}]} = 0.02$. $\frac{I_{4068+76} [\text{SII}]}{I_{6717+31} [\text{SII}]} = 0.15$. Пунктирные кривые дают представление о том, как зависят искомые значения n_e и T_e от неточностей в определениях интенсивностей линий.

Рис. 3 иллюстрирует графическое решение указанных уравнений. Как видно из рисунка, системе уравнений удовлетворяют следующие значения физических параметров:

$$n_e \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$$

$$T_e \approx 17000^\circ \text{ K}$$

Зная электронную температуру и плотность, можно по наблюдаемым интенсивностям запрещенных линий попытаться оценить химический состав газа в ядре NGC 1068. В самом деле, интенсивность спектральной линии какого-либо атома или иона (выраженная по отношению к линии H_β) определяется относительным обилием дан-

ного атома (иона) по отношению к водороду и условиями возбуждения. Другими словами, можно записать

$$\frac{I_i}{I_H} = \frac{n_i}{n_H} \Theta(n_e, T_e).$$

Интенсивности линий известны из наблюдений, а функция $\Theta(n_e, T_e)$ табулирована в работе [5]. Полученные таким образом данные приведены в табл. 2. Для сравнения указано соответствующее обилие элементов в туманности Ориона [6].

Таблица 2
ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ГАЗА В ЯДРЕ NGC 1068*

Элемент	Небулярные линии	Авроральные линии	Трансауроральные линии	Среднее	Туманность Ориона
OII/H	$3 \cdot 10^{-6}$	—			
OIII/H	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$		$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
NeIII/H	$8 \cdot 10^{-5}$	—		10^{-4}	$6 \cdot 10^{-4}$
SII/H	10^{-5}	—	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}
HeI/H		0.1			
HeII/H		0.08		0.18	0.13

Учитывая распределение атомов по состояниям ионизации, можно, по-видимому, прийти к заключению, что наблюдаемый химический состав газа в ядре NGC 1068 не отличается заметным образом от состава диффузных туманностей в нашей Галактике.

Далее, зная n_e и T_e , мы можем оценить объем, занятый излучающим газом. Излучение одного кубического сантиметра газа в линии $H\beta$ составляет [8]

$$E(H\beta) = 22.4 \cdot 10^{-20} n_e n_p \frac{b_4(T_e) e^{\frac{9814}{T_e}}}{T_e^{3/2}} = 0.27 \cdot 10^{-19} \text{ эрг/см}^3 \text{ сек.}$$

Запишем теперь очевидное соотношение

$$\frac{E(H\beta) V_{eff}}{4\pi R^2} = F_{набл}(H\beta),$$

где V_{eff} — эффективный объем, R — расстояние до излучающего объекта, $F_{набл}(H)$ — поток в линии $H\beta$, наблюдаемый на поверхности Земли. Согласно данным А. Д. Кода [9], поток от звезды G4 с видимой

* Обилие гелия оценивалось по формулам, приведенным в [7]

величиной $V=0.00$ в области $H\beta$ составляет $3 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² сек \AA . Эквивалентная ширина линии $H\beta$ равна 15\AA , тогда с учетом звездной величины ядра NGC 1068 ($12^m - 13^m$) $F_{\text{набл}}(H\beta) = 7 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² сек. Расстояние до NGC 1068 [3] составляет $16 \text{ мпс} = 5 \cdot 10^{25}$ см. С этими данными получаем эффективный объем

$$V_{\text{eff}} \approx 8 \cdot 10^{59} \text{ см}^3$$

или эффективный радиус

$$r_s \approx 20 \text{ пс.}$$

Сравнение этой величины с радиусом области эмиссии в центре NGC 1068, определяемым по прямым фотографиям (200 пс), указывает на сильную неоднородность в распределении излучающего газа. Этот вывод подтверждается также видом профилей эмиссионных линий (наличие отдельных максимумов, несимметричность).

Масса газа в ядре NGC 1068 составляет

$$M = V_{\text{eff}} n_e m_H \approx 8 \cdot 10^5 \odot.$$

Такая масса газа, движущегося со скоростью порядка 1000 км/сек, обладает кинетической энергией

$$E_k \approx 10^{55} \text{ эрг}^*.$$

Ясно, что газ с такой энергией не может долго удерживаться в центре галактики (параболическая скорость при массе звезд $10^8 \odot$ и радиусе 200 пс равна 60 км/сек). По-видимому, разлет газа вызван каким-то феноменом взрывного характера. При радиусе 200 пс и скорости 1000 км/сек „возраст“ такого образования составляет

$$t \approx 10^5 \text{ лет.}$$

Любопытно сравнить эту величину со временем высвечивания газа. При $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 17000^\circ$ характерное время рекомбинаций равно

$$\tau \approx 10^2 \text{ лет.}$$

Таким образом, свечение газа имеет квазистационарный характер и, следовательно, должен существовать какой-то источник энергии, поддерживающий ионизацию и нагрев газа. Для рассмотрения конкретных механизмов возбуждения необходимо знать количество энергии, излучаемой газом в единицу времени.

* Значения V_{eff} , r_s , m и E_k получены без учета межзвездного поглощения света в самой галактике NGC 1068, поэтому они скорее всего являются нижним пределом этих величин.

3. Мощность источника энергии (или, в случае радиативного возбуждения, полная энергия поглощенных L_c -квантов) равна начальной энергии свободных электронов плюс энергии, затраченной на ионизацию водородных атомов

$$E = N_{ion} (E_0 + E_{ion}),$$

где N_{ion} — число ионизаций атомов водорода. В рамках квазистационарной модели число ионизаций можно положить равным числу рекомбинаций, которое в свою очередь равно (или больше) числу бальмеровских квантов, излучаемых газом:

$$N_{ion} \approx N_r > N_{Bal}.$$

Количество бальмеровских квантов можно определить, исходя из наблюдаемого потока в линии H_β (в случае ионизации полем излучения $N_{L_c} \gg N_{Bal}$)

$$N_{Bal} = 4 \pi R^2 \cdot \frac{F_{набл}(H_\beta)}{h\nu_\beta} 11.2 = 4 \cdot 10^{53} \text{ квант/сек.}$$

Зная суммарную интенсивность запрещенных линий и электронную температуру, можно оценить начальную энергию электрона как сумму энергии, идущей на возбуждение запрещенных линий, энергии, теряемой при свободно-свободных переходах и остаточной энергии рекомбинирующего электрона

$$E_0 = 13.4 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Следовательно, полная энергия, необходимая для ионизации и нагрева газа, составляет

$$E = 4 \cdot 10^{53} (13.4 \cdot 10^{-12} + 12.7 \cdot 10^{-12}) = 1.4 \cdot 10^{43} \text{ эрг/сек.}$$

Рассмотрим теперь возможные механизмы возбуждения.

а) *Ионизация газа горячими звездами.* Зная электронную температуру газа и суммарную интенсивность запрещенных линий, можно судить о температуре ионизирующего излучения и тем самым о температуре возбуждающих звезд. В нашем случае $T_e = 17000^\circ$ и $\sum \frac{I_i}{I_\beta} = 25$, что соответствует очень горячим звездам типа O или ядрам планетарных туманностей. Так, например, зная количество L_c -квантов, излучаемых в единицу времени одной звездой O5V ($2 \cdot 10^{49}$ квант/сек), можно подсчитать, что для ионизации газа необходимо $3 \cdot 10^3 - 10^4$ таких звезд. Скопление такого числа звезд на расстоянии 16 мпс выглядело бы как звездочка 17 — 18 величины, и его нельзя было бы обнаружить на фоне ядра NGC 1068.

Однако указанную возможность следует считать маловероятной из других соображений. В нашей Галактике одна звезда спектрального класса O приходится на 10^7 обычных звезд. В области ядра NGC 1068 содержится 10^8 звезд [3]; таким образом, для объяснения ионизации газа O-звездами пришлось бы допустить содержание последних на два-три порядка выше нормального.

б) *L_c-кванты синхротронного происхождения.* Согласно [10], поток радионизлучения от NGC 1068 на частоте 958 мгц составляет $6.6 \cdot 10^{-26}$ ватт/м² мгц; спектральный индекс $\alpha = 0.48$.

Проводя расчеты подобно тому, как это сделано для Крабовидной туманности [11], и принимая показатель спектра в области $\lambda < 912\text{Å}$ равным двум, получим величину

$$L_c (\text{синхр}) \approx 10^{52} \text{ квант/сек},$$

что сравнимо с числом бальмеровских квантов, выходящих из области свечения газа. Однако, прежде чем сопоставлять эти величины, необходимо учесть разницу в размерах светящихся областей в радио- и оптическом диапазоне. Радиус зоны свечения газа около 200 пс, тогда как радионизлучение выходит из области с радиусом 5000 пс [10]. Таким образом, отношение объемов составляет 10^4 , и объемная плотность L_c -квантов синхротронного происхождения оказывается на четыре порядка меньше необходимой величины.

в) *Космические лучи.* Оценим величину ионизационных потерь электрона, движущегося в среде с плотностью n_e . Для полностью ионизованного водорода имеем [12]

$$-\frac{\partial E}{\partial t} = 7.62 \cdot 10^{-9} n_e \left(\ln \frac{E}{mc^2} - \ln n_e + 73.4 \right).$$

В нашем случае $n_e = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$; принимая $E \approx 10^9 \text{ эв}$, получим

$$\frac{\partial E}{\partial t} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ эв/сек или } \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/сек}.$$

Для обеспечения наблюдаемого свечения газа $E = 1.4 \cdot 10^{43} \text{ эрг/сек}$ необходимо

$$N = \frac{1.4 \cdot 10^{43}}{3 \cdot 10^{-16}} = 5 \cdot 10^{57} \text{ частиц}.$$

Если принять среднюю энергию частицы

$$\bar{E} \approx 10^9 \text{ эв} \approx 10^{-3} \text{ эрг},$$

то полная энергия всех частиц, могущих ионизовать светящийся газ, составляла бы

$$N\bar{E} \approx 10^{55} \text{ эрг.}$$

Полная энергия, запасенная в NGC 1068 в форме космических лучей, оценена по радиоизлучению этой галактики [12] и составляет

$$W \approx 2 \cdot 10^{56} \text{ эрг.}$$

Однако, как и в предыдущем случае, здесь нужно учесть различие объемов, занимаемых светящимся газом и космическими лучами. Для ионизации газа плотность космических лучей должна была бы быть на два-три порядка выше, чем наблюдаемая.

г) *Стационарное истечение вещества из звезд* („звездный ветер“). „Звездный ветер“ как источник ионизации был предложен в [13] для объяснения наблюдаемого факта высокой ($\approx 17000^\circ$) температуры газа в ядрах галактик по сравнению с обычными зонами H II в спиральных рукавах ($\approx 8000^\circ$). Предполагается, что повышенная концентрация звезд в центральных частях галактик может дать наблюдаемый эффект.

Интегральный спектр поглощения ядра NGC 1068, как было указано ГЗ, поэтому для расчетов воспользуемся соответствующими данными для Солнца. Поток энергии частиц с плотностью ρ и скоростью v на расстоянии r от звезды будет равен

$$\Pi \approx 4 \pi r^2 \rho v^3.$$

Принимая $r = 1 \text{ а. е.} = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}$, $\rho = 10^{-24} \text{ г/см}^{-3}$, $v = 300 \text{ км/сек}$, получим для 10^8 звезд величину

$$\Pi \approx 7 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек,}$$

что на восемь порядков меньше необходимой величины 10^{42} эрг/сек.

д) *Возбуждение ударной волной*. К этому предположению естественно приводит наблюдаемая картина больших масс газа ($2 \cdot 10^5 \odot$), движущихся с большими скоростями ($\pm 1200 \text{ км/сек}$). Кинетическая энергия движущегося газа

$$E_k = \frac{1}{2} M v^2 = 3 \cdot 10^{54} \text{ эрг,}$$

тогда как энергия высвечивания за время жизни $t \approx 10^5$ лет составляет сравнимую величину

$$E_{em} = E t = 4 \cdot 10^{54} \text{ эрг.}$$

Поскольку на ранних стадиях расширения скорости были больше (в случае NGC 1275 ≈ 4500 км/сек) можно утверждать

$$E_k \geq E_{em}.$$

Таким образом, запаса кинетической энергии движущегося газа достаточно для того, чтобы обеспечить наблюдаемую эмиссию. При торможении расширяющегося газа в межзвездной среде возникает ударная волна, характеризующаяся температурой

$$\frac{1}{2} m_H v^2 \approx \frac{3}{2} kT,$$

достигающей при скоростях ≈ 1000 км/сек величины $10^6 - 10^7$ °К. Кванты высоких энергий, возникающие на фронте, могут дать наблюдаемую высокую ионизацию; полученное значение температуры $T_e = 17000^\circ$ в этом случае есть некоторое среднее взвешенное по всей области высвечивания газа.

Следует отметить, что механизм ионизации газа ударной волной также встречается с трудностями. В самом деле, в сильных ударных волнах значительная часть энергии излучается в рентгеновской области спектра. Поэтому необходим большой запас энергии, тогда как в случае NGC 1068 почти вся кинетическая энергия должна переходить в видимое излучение.

4. Подведем итоги проведенному исследованию. Анализ физических условий в центральной части NGC 1068 приводит к представлениям о некотором процессе взрывного характера, имевшем место $\approx 10^5$ лет тому назад и приведшем к выбросу значительной массы газа.

Можно попытаться оценить начальную выброшенную массу, исходя из следующих соображений. Верхний предел массы мы получаем сразу, считая выброшенным весь наблюдаемый газ ($2 \cdot 10^5 \odot$). Для оценки нижней границы предположим, что выброшенный газ движется в межзвездной среде с плотностью $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Тогда масса межзвездного газа в области с радиусом 200 пс будет составлять $\approx 6 \cdot 10^5 \odot$ и, следовательно, почти весь наблюдаемый газ, движущийся с большой скоростью, является „нагретым“ газом межзвездной среды. Поскольку энергия высвечивания на данной стадии сравнима с кинетической энергией, можно воспользоваться уравнением сохранения импульса [14]

$$M_{\text{набл}} v_{\text{набл}} = M_0 v_0,$$

где $M_{\text{набл}} = 2 \cdot 10^5 \odot$, $v_{\text{набл}} = 1000$ км/сек и величину v_0 по аналогии

с другими радиогалактиками можно принять равной 5000 км/сек. С этими данными получаем

$$0.4 \cdot 10^5 \leq M_0 \leq 2 \cdot 10^5 \odot.$$

Представляет интерес также оценка начальной энергии взрыва. Она, очевидно, складывается из наблюдаемой кинетической энергии движения плюс энергии излучения за время расширения, то есть

$$E_0 = E_k + Et = E_k + E_{em}.$$

Вспоминая, что $E_k = 3 \cdot 10^{54}$ и $E_{em} \approx 10^{55}$ эрг, получим

$$E_0 \approx 10^{55} \text{ эрг},$$

что на несколько порядков превосходит энергию вспышек Сверхновых II типа ($10^{50} - 10^{52}$ эрг).

Резюмируя, можно заключить, что детальное изучение ядра NGC 1068 приводит к новым проблемам. Мы не можем ответить ни на вопрос, откуда берется выброшенный газ, ни на вопрос о причинах взрыва. Даже более простая задача о характере возбуждения светящегося газа не имеет очевидного ответа. По-видимому, наиболее вероятным является ударный механизм возбуждения, хотя и в этом случае имеются серьезные возражения, связанные с „коэффициентом полезного действия“ перехода кинетической энергии в энергию видимого

Таблица 3

Характерные параметры ядра NGC 1068

Звездная величина ядра [1]	$\approx 13^m$
Расстояние [3]	$R = 16 \cdot 10^4$ пс
Радиус фотометрический	$r_p = 200$ пс
Радиус спектроскопический	$r_s = 20$ пс
Температура газа	$T_e = 17000^\circ K$
Плотность газа	$n_e = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$
Масса звезд в области ядра [3]	$M_* = 10^5 \odot$
Масса газа	$M = 2 \cdot 10^5 \odot$
Скорость разлета газа	$v = \pm 1200$ км/сек
Параболическая скорость	$v_p = 60$ км/сек
Кинетическая энергия газа	$E_k = 3 \cdot 10^{54}$ эрг
„Возраст“ газового образования	$t = 10^5$ лет
Энергия высвечивания газа	$E = 1.4 \cdot 10^{42}$ эрг/сек
Время рекомбинации	$\tau = 3 \cdot 10^2$ лет
Радиопоток на частоте 958 мгц [10]	$F_\nu = 6.6 \cdot 10^{-26}$ ватт/м ² мгц
Спектральный индекс [10]	$\alpha = 0.48$
Начальная масса выброшенного газа	$M_0 = (0.4 - 2) \cdot 10^5 \odot$
Начальная энергия взрыва	$E_0 \approx 10^{55}$ эрг

излучения. Вообще говоря, не исключена и возможность существования некоторого остатка взрыва, посылающего ионизирующее газ излучение; однако, наши сведения о таких вещах еще слишком неопределенны.

В табл. 3 собраны величины, описывающие условия в ядре NGC 1068.

Авторы пользуются случаем выразить признательность И. С. Шкловскому, С. Б. Пикельнеру, А. А. Боярчуку и Р. Е. Гершбергу за весьма плодотворное обсуждение полученных результатов и Г. А. Панкратовой за помощь при обработке спектрограмм.

ГАИШ

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE NUCLEUS OF NGC 1068

E. A. DIBAY, V. I. PRONIK

The results of the spectrophotometric investigation of the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 1068 are given. The spectrum contains broad emission lines. From the intensities of [OIII] and [SII] lines the values of electron density (10^{3-} см $^{-3}$) and of electron temperature (17000°) are estimated. The effective volume of luminous gases is about $2 \cdot 10^3 \odot$. Different possible mechanisms of excitation are discussed. The numerical data obtained are summarized in Table 3.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. K. Seyfert, Ap. J., 97, 28, 1943.
2. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, Ap. J., 130, 26, 1959.
4. А. В. Харитонов, Автореферат, Алма-Ата, 1963.
5. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Изв. КрАО, 29, 291, 1963.
6. L. H. Aller, W. Liller, Ap. J., 130, 45, 1959.
7. M. J. Seaton, M. N., 119, 90, 1959.
8. Сб. „Физические процессы в газовых туманностях“, гл. I, ИЛ, М., 1948.
9. А. Д. Код, Сб. „Звездные атмосферы“, ИЛ, М., 1963.
10. R. G. Conway, K. I. Kellerman, R. J. Long, M. N., 125, 261, 1963.
11. В. И. Проник, Изв. КрАО 30, 104, 1963.
12. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, гл. 3, АН СССР, М., 1963.
13. G. R. Burbidge, R. Y. Gold, S. R. Pottash, Ap. J., 138, 945, 1963.
14. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 39, 209, 1962.