АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

О ПРИЧИНАХ НИЗКОГО СОДЕРЖАНИЯ ГАЗА В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

В. Г. ГОРБАЦКИН

Получила 2 апреля 1979

Обсуждаются некоторые из гипотез, выдвинутых ранее для объяснения малого содержания газа в Е-галактиках. Показано, что модель стационарного галактического ветра, предложенная Метьюком и Бейкером [3], не является самоограниченной, и ветров такого рода в настоящее время не может быть. Расход газа на звездообразование может служить объяснением наблюдательных данных о Е-галактиках только в том случае, если поступление газа в межзвездную среду достаточно мало ($\dot{M}_G \cdot \dot{M}_G \lesssim 10^{-12}$ год⁻¹). Сделано заключение, что главной причиной низкого содержания газа в Е-галактиках является малая скорость потери массы звездами в течение поздней стадии эволюции галактик. Возможно, что в более ранние эпохи повышенная активность в ядерных областях галактик была существенной для выметания газа из Е-галактик.

1. Данные наблюдений показывают, что содержание газа в эллиптических галактиках (Е) гораздо ниже, чем в спиральных (S). В большинстве случаев газ в Е-галактике не проявляет себя при существующей точности наблюдений ни в оптическом, ни в радионалучении и поэтому принимают, что масса газа $M_G \lesssim 10^{-4} M_G$ [1]. Вместе с тем, в процессе своей эволюции звезды теряют массу и при отсутствии ее стоков за время жизни галактики ($\approx 10^{10}$ лет) вещество должно было накопиться в достаточном для его обнаружения количестве. Даже при активном звездообразовании, происходящем в спиральных галактиках, масса газа там порядка 0.1 M_G . Детальное обсуждение в работах [1, 2] проблемы дефицита газа в Е-галактиках привело их авторов к выводу, что количество газа там, находящегося в труднонаблюдаемой молекулярной форме или в состоянии высокой ионизации, не может быть значительным. Наиболее приемлемым объяснением того, что в Е-галактиках мало газа, эти авто-

ры считают выметание диффузного вещества «галактическим ветром», который, согласно выводам работы [3], должен существовать в эллиптических галактиках и «балджах» спиральных галактик. С другой стороны, указывалось на возможность того, что потерянный звездами газ почти весь перасходрил на образование звезд «следующих поколений» [4].

Существование галактического ветра того типа, модель которого предлагается в [3], вызывает сильные сомнения, поскольку при разработке теории течения газа были сделаны крайне грубые и недостаточно обоснованные предположения о характере нагрева галактического газа. Объяснение наблюдаемого дефицита газа предположением о почти полном расходе его на образование звезд в той общей форме, в какой оно дано в [4], также встречается с трудностями.

В данной статье критически рассмотрены указанные гипотезы. Далее сделан вывод, что низкое содержание газа в E-галактиках обусловлено, главным образом, относительно малой скоростью потери массы составляющими галактику звездами на современной стадии ее эволюции. В начальную эпоху эволюции галактики темп потери вещества мог быть значительно больше. В качестве одного из возможных механизмов выметания газа из галактики предполагается давление излучения, сильно возрастающее в период активности ядра. Степень активности в ядрах в эпоху «молодости» E-галактики могла быть значительно выше, чем теперь.

2. В работе [3] принимается, что теряемый звездами E-галактики газ в результате нагрева в адиабатических ударных волнах должен иметь температуру $\approx 2 \cdot 10^6$ К, поскольку относительная скорость звезд составляет несколько сотен км/с. Эта температура достаточна, чтобы поддерживать механическое равновесие газа в поле тяготения галактики. Для того же, чтобы создать течение в форме галактического ветра, требуется дополнительный нагрев газа. Согласно [3], необходимая энергия поступает в газ в форме механической энергии вспышек сверхновых I типа.

Галактический ветер возможен при условии, что промежуток времени t_1 между нагреваниями данного элемента газа при последовательных вспышках сверхновых существенно меньше времени t_{cool} охлаждения этого объема. В [3] получено, что $t_{\text{cool}} \approx 500 t_1$. При этих оценках предполагалось, что оболочка сверхновой расширяется без уменьшения скорости (принимаемой равной 20 000 км/с) вплоть до границы галактики. Однако на самом деле, вследствие противодействия в галактическом газе и уменьшения скорости оболочки в результате нагревания ею газа, механическое действие оболочки сказывается лишь в сравнительно малом объеме порядка $10^3 - 10^4$ пс³. Поэтому для промежутка времени между двумя последовательными прохождениемми ударной волны через данный элемент получается гораздо большее значение, чем найденное в [3]. Оценим величину t_1 при учете указанного обстоятельства.

В газе, давление которого p_g , характерное расстояние R_k , на которое распространяется ударная волна от вспышки сверхновой, определяется соотношением (см., например, [5]):

$$R_k \approx 0.5 \left(\frac{E_0}{p_g} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где E_0 — энергия вспышки. Соответствующий объем V_{SN} равен:

$$V_{SN} \approx \frac{E_0}{3R^3 \rho_g T_g}. \quad (2)$$

Здесь ρ_g и T_g — плотность и температура газа соответственно и R^3 — газовая постоянная.

Примем, что частота вспышек ν_0 в единичном объеме галактики пропорциональна звездной концентрации

$$\nu_0 = \beta N_*, \quad (3)$$

Величина коэффициента β определяется из условия

$$N_{SN} = \beta N_*, \quad (4)$$

где N_{SN} — полное число вспышек в галактике за единицу времени и N_* — полное число звезд в ней. Средний промежуток времени между вспышками в объеме V_{SN} равен

$$t_{bl} = \frac{1}{\beta N_* V_{SN}} \quad (5)$$

Примем в этом разделе, как это сделано и в работе [3], что плотность межзвездного газа пропорциональна плотности звездного вещества

$$\rho_g = \alpha N_* \overline{M}_*, \quad (6)$$

Здесь $\overline{M}_*$ — средняя масса звезды в галактике. Используя (2), (4) и (6), а также выражение для числа вспышек сверхновых в эллиптических галактиках [6]

$$N_{SN} = 0.004 (10^{12} \overline{M}_*)^{-1} \text{ год}^{-1}, \quad (7)$$

находим из (5)

$$t_{bl} \approx 1.3 \cdot 10^{14} \frac{\alpha T_g}{E_0}. \quad (8)$$

Полагая, в соответствии с данными наблюдений, $E_0 = 10^{50}$ эрг и $\alpha \lesssim 10^{-4}$, имеем

$$t_{bl} \lesssim 10^7 T_g. \quad (9)$$

При тех значениях T_* , которые приняты в работе [3], $t_{bl} \leq 2 \cdot 10^6$ лет.

Характерное время охлаждения газа после нагрева его ударной волной, образованной вспышкой сверхновой, в [3] определено по формуле:

$$t_{cool} = \frac{3kT}{n_c |H(T)|}, \quad (10)$$

где функция $H(T)$ принималась в следующем виде:

$$H(T) = 1.26 \cdot 10^{-25} T^{-0.3} + 10^{-21} \exp[-0.565 |\ln 5 \cdot 10^{-6} T|^2] - 1.5 \cdot 10^{-10} T^{-1.0} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (11)$$

Выражение (11) пригодно при $10^1 \leq T \leq 10^6$ К. Вычитаемым в нем определяется скорость притока тепла в межзвездный газ за счет ультрафиолетового излучения звезд. При $T > 10^4$ К им можно пренебречь.

Для центральных областей галактики из (10) получается, что время $t_{cool} \approx 10^1$ лет, а для периферийных областей составляет $10^6 \div 10^7$ лет. Отсюда следует, что при тех же предположениях о состоянии газа, которые были приняты в [3], имеет место неравенство

$$t_{bl} \gg t_{cool}, \quad (12)$$

противоположное приведенному в [3]. Оно означает, что дополнительный приток тепла в межзвездную среду за счет кинетической энергии облачек сверхновых не обеспечивает стационарного истечения газа из Е-галактики в том количестве, которое требуется для объяснения малого содержания газа в ней.

3. Выясним теперь, возможно ли, что дефицит газа в эллиптических галактиках обусловлен быстрой конденсацией газа в звездную форму. Из терпяемого звездами в процессе их эволюции газа формируются облака. По существующим представлениям, главная роль в процессе образования облаков и из них в дальнейшем звезд принадлежит тепловой и гравитационной неустойчивостям. Чем больше время, требующееся для образования облаков из первоначально однородной среды, тем выше должно быть содержание газа в галактике.

Оценим характерное время тепловой неустойчивости t_* при изобарических возмущениях для условий, соответствующих газу, содержащемуся в Е-галактике. Для равновесной среды, когда потери тепла на излучение $L^-(T)$ эрг/г·с полностью компенсируются его притоком от внешних источников $L^+(T)$ эрг/г·с и значит

$$L^-(T) - L^+(T) = L(T) = 0, \quad (13)$$

величина t , определяется выражением [7]:

$$t = - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R^0}{\rho} \frac{1}{\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho} - \frac{1}{T_0} \frac{1}{\left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T} \quad (14)$$

где значения ρ_0 и T_0 соответствуют равновесному состоянию. При оценке величины T_0 для газа в Е-галактике нужно иметь в виду, что там содержится мало звезд высокой светимости и нагрев межзвездной среды космическими лучами, образующимися при вспышках сверхновых, может играть большую роль, чем нагрев ультрафиолетовым излучением от звезд.

Для функции $L^+(T)$ при нагреве космическими лучами используется выражение [8]:

$$L_+ = 4.6 \cdot 10^{-10} \frac{n_e}{\rho} \zeta \text{ эрг/г} \cdot \text{с}, \quad (15)$$

учитывающее нагрев только электронного газа. Величина ζ зависит от плотности энергии космических лучей. Для нашей Галактики $\zeta = 4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$. Энергия космических лучей (на одну частицу) принята равной 2 МэВ.

Сравним (15) с величиной $L_{UV}(T)$, рассчитанной в [3] для нагрева ультрафиолетовым излучением

$$L_{UV}(T) = 1.5 \cdot 10^{-20} T^{-1} \frac{n_e^2}{\rho} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \quad (16)$$

При указанном значении ζ нагрев космическими лучами преобладает, если $T > 10^3 \text{ К}$ и $n_e \lesssim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. В Е-галактиках частота вспышек сверхновых меньше, чем в Галактике, но плотность межзвездной среды также ниже (на 2–3 порядка). Поэтому величина ζ для Е-галактик может быть больше, чем для Галактики в 10–100 раз и, следовательно,

$$L_+ \gg L_{UV}. \quad (17)$$

В качестве функции $L^-(T)$ используем ее приближенное выражение, приведенное в [9]:

$$L^-(T) = 5 \cdot 10^{-22} e^{\frac{5.10^4}{T}} \frac{n_e^2}{\rho} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}, \quad (18)$$

пригодное для интервала температур $10^4 \lesssim T \lesssim 10^6 \text{ К}$. При $10^2 \lesssim T \lesssim 10^4$ зависимость L^- от температуры сравнительно слабая [10] (при постоянной степени ионизации газа) и можно принять

$$L^- = (10^{-23} + 10^{-24}) \frac{n_e^2}{\rho} \text{ эрг/г}\cdot\text{с.} \quad (19)$$

Таким образом, для функции $L(T)$ имеем приближенное выражение.

$$L(T) \approx \frac{n_e^2}{\rho} \left[5 \cdot 10^{-22} e^{-\frac{5 \cdot 10^4}{T}} + 3 \cdot 10^{-24} \right] - 4.6 \cdot 10^{-10} \zeta \frac{n_e}{\rho}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что тепловому равновесию газа соответствует низкая температура ($T < 10^4$ К). Поскольку начальная температура межзвездного газа в Е-галактиках предполагается высокой [3], то газ охлаждается до $T = 10^4$ К без компенсации теплотерь. При оценке времени тепловой неустойчивости t_* в таком случае нужно, согласно [10], в знаменателе дроби, стоящей в (14), добавить слагаемое $-L^-(T)T^{-1}$. При начальной температуре $T \approx 2 \cdot 10^4$ К, принимая $\rho = n_e m_e$, $\mu = 1/2$, $\gamma = 5/3$, имеем:

$$t_* \approx \frac{5 \cdot 10^{-21}}{\rho}. \quad (21)$$

Эта формула определяет, по-существу, характерное время охлаждения газа до температур порядка 10^4 К. После этого процесс замедляется и для времени охлаждения до $T = 10^3$ К при $n_e \sim \rho$ получается выражение:

$$t_*' \approx \frac{10^{-13}}{\rho}. \quad (22)$$

Величина t_*' соответствует верхней границе времени охлаждения. При учете уменьшения степени ионизации с падением температуры, а также имея в виду, что охлаждение предполагается при постоянном давлении и поэтому значение ρ в (22) должно быть на два порядка больше, чем в (21), получим $t_*' > t_*$.

Плотность межзвездного газа определяется двумя процессами — притоком газа из звезд и расходом его на образование звезд. Если принять величину t_* за характерное время звездообразования, то для изменения массы газа $\mathfrak{M}_g(V)$ в достаточно большом объеме V ($V_{\text{облачка}} \ll V \ll V_{\text{галактики}}$) за время $\Delta t \ll t_*$ записывается следующее равенство:

$$\Delta \mathfrak{M}_g(V) = \mathfrak{M}_*(V) \Delta t - \mathfrak{M}_g(V) \frac{\Delta t}{t_*}, \quad (23)$$

где через $\mathfrak{M}_*(V)$ обозначено количество газа, поступающее в объем V от звезд за единицу времени. Полагая, в соответствии с (21),

$$t_0 = \frac{q}{\bar{\rho}} \text{ и } \rho = \bar{\rho} = \frac{\mathfrak{M}_g(V)}{V}, \quad \dot{\rho}_0 = \frac{\mathfrak{M}_g(V)}{V},$$

получаем для величины $\bar{\rho}$ уравнение:

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} = \dot{\rho}_0 - \frac{\bar{\rho}}{q}. \quad (24)$$

При постоянном значении $\dot{\rho}_0$ и начальном условии: $t = 0, \bar{\rho} = \rho_0$, решение (24) имеет вид:

$$\bar{\rho} = a \frac{\frac{a + \rho_0}{a - \rho_0} e^{2at} - 1}{\frac{a + \rho_0}{a - \rho_0} e^{2at} + 1}, \quad (25)$$

где обозначено:

$$V \frac{\dot{\rho}_0}{q} = a; \quad \sqrt{\frac{\dot{\rho}_0}{q}} = b. \quad (26)$$

При $t \rightarrow \infty$ значение $\bar{\rho} \rightarrow a$. За время релаксации можно принять величину b^{-1} .

Оценим величину $\dot{\rho}_0$ — скорость поступления газа от звезд в межзвездную среду. Примем, как и в работе [1], что на звездную массу, равную солнечной, потеря газа составляет 0.3 $\mathfrak{M}_\odot$ за 10^{10} лет. В [1] указывается, что эта величина не должна отличаться более чем втрое от истинного значения теряемой массы. Тогда, при условии постоянства величины $\dot{\rho}_0$ за все время жизни галактики имеем:

$$\dot{\rho}_0 \approx 10^{-17} N_* \mathfrak{M}_\odot \text{ г/см}^3 \cdot \text{с}, \quad (27)$$

где N_* , как и нынче, означает число звезд, приходящихся на единицу объема. При $q = 5 \cdot 10^{-11}$ и $\mathfrak{M}_\odot = \mathfrak{M}_\odot$, из (26) при помощи (27) находим:

$$a = \bar{\rho} \approx 10^{-3} N_*^{1/2} \text{ г/см}^3. \quad (28)$$

По условию, следующему из наблюдений, $\mathfrak{M}_g \lesssim 10^{-8} \mathfrak{M}_G$ и, используя (28), получаем, что

$$\frac{\bar{\rho}}{V N_*} < \frac{1}{25} \text{ пс}^{3/2}, \quad (29)$$

где среднее берется по всему объему галактики.

Из данных об эллиптических галактиках следует, что средняя концентрация звезд в них $\bar{N}_0 \ll 1 \text{ пс}^{-3}$. Поэтому неравенство (29) не может выполняться при использованных значениях скорости потери массы. Для того, чтобы имело место (29), величина $\bar{r}_0$ должна быть не менее, чем на два порядка ниже, чем получающаяся в предположении о равномерной потере массы звездами. Следовательно, если в настоящее время величина $\mathcal{M}_G/\mathcal{M}_G \approx 10^{-11} \text{ год}^{-1}$, то отсутствие заметного количества газа в E-галактиках нельзя объяснить тем, что он затрачивается на образование звезд.

Заметим, что характерное время гравитационной неустойчивости t_G , определяемое соотношением

$$t_G \approx \frac{1}{G \rho}, \quad (30)$$

при допустимых значениях плотности вещества в галактике превосходит t_0 . Поэтому гравитационная неустойчивость не должна играть существенной роли при фрагментации межзвездного газа на облака.

4. В соответствии со сказанным в разделе 2 малое содержание газа в E-галактиках не может быть обусловлено действием галактического ветра. Что касается расхода газа на образование звезд, то наблюдаемый дефицит газа можно объяснить этим фактором лишь при условии достаточно малой скорости потери массы звездами в настоящую эпоху при $\mathcal{M}_G/\mathcal{M}_G \approx 10^{-12} \text{ год}^{-1}$. Столь низкая скорость потери массы является вполне возможной, так как в настоящее время в E-галактиках очень мало или даже совсем нет звезд тех типов, с которыми в условиях нашей Галактики связывается наибольшая потеря массы, — WR, Be, P Cyg, горячих гигантов класса O, сверхновых II типа. У карликов же $\mathcal{M}_G/\mathcal{M}_G \leq 10^{-12} \text{ год}^{-1}$. Вместе с тем, можно думать, что на ранних стадиях эволюции галактики содержание звезд, быстро эволюционирующих и теряющих при этом значительную часть своей массы, было больше и соответственно межзвездная среда обогащалась газом, содержащим тяжелые элементы.

Есть основания считать, что на ранних стадиях эволюции эллиптических галактик часть имевшегося межзвездного газа выдувалась галактическим ветром в межгалактическое пространство. Об этом, в частности, свидетельствует недавно обнаруженное высокое содержание ионов железа в межгалактической среде [11]. Столь тяжелые элементы, как Fe, по современным представлениям, могут образоваться только в процессе эволюции звезд.

Для реализации того механизма галактического ветра, который предложен в [3], нужно, чтобы частота вспышек сверхновых в E-галактике не

менее, чем на два порядка превосходила наблюдаемую в настоящее время. Такую возможность исключить нельзя, но она не представляется обоснованной наблюдениями всплеск или данными теории звездной эволюции. Другая возможность выметания газа из галактик связана с явлениями активности в их ядерных областях, многократно обсуждавшимися и наблюдаемыми у ряда конкретных галактик (см., например, [12]). Если в активной фазе светимость ядерной области достаточно сильно увеличится, то под действием давления излучения диффузная среда должна двигаться от центра к периферии и при определенных условиях уйдет из галактики.

Вещество, теряемое звездами, должно быть обогащено тяжелыми элементами и поэтому относительное содержание космической пыли в Е-галактиках вряд ли было меньше, чем сейчас в нашей Галактике. Принимал, что импульс, полученный пылью от излучения, весь передается газу и учитывая, что масса пыли мала по сравнению с массой газа, для отношения μ_g силы давления излучения на межзвездную среду к силе тяготения имеем:

$$\mu_g = \frac{F_r}{F_G} = \frac{k(r) L_r}{4\pi c G \mathcal{M}_r \rho(r)} \quad (31)$$

где $k(r)$ — коэффициент поглощения пылью, а L_r и $\mathcal{M}_r$ — суммарная светимость и масса соответственно всех источников излучения внутри сферы радиуса r , центр которой совпадает с центром галактики.

Для пылевых частиц, у которых размеры, плотность и оптические свойства такие же, как и у пыли в нашей Галактике, то есть

$$r_n \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}, \quad \rho_n \approx 1 \text{ г/см}^3,$$

сечение частицы для поглощения и рассеяния составляет 10^{-1} см^2 . При содержании частиц по массе, равном 2% от содержания газа,

$$\mu_g \approx 4 \cdot 10^{-3} \frac{L_r}{\mathcal{M}_r} \quad (32)$$

Эффективное ускорение среды давлением излучения возможно, если в центральной области галактики отношение $L_r/\mathcal{M}_r$ становится порядка 10^3 . Так, например, при выделении в ядре галактики, масса которого $\approx 10^8 \mathcal{M}_\odot$, энергии 10^{59} эрг за 3 миллиона лет пыль и газ из окрестностей ядра будут выметены и движение среды наружу будет происходить со скоростями порядка 100 км/с. Давление излучения на молекулы межзвездного газа делает указанный механизм более эффективным. В дальнейшем предполагается задачу о течении газа в Галактике под действием давления излучения от активного ядра рассмотреть детальнее.

Другим фактором, способствующим выметанию газа из галактики, является действие ударной волны, возникающей при взрыве в галактическом ядре. Такой процесс, возможно, и наблюдается в галактике NGC 2685 [13]. Вообще говоря, скорости движения среды, вызванного действием ударной волны, должны быть выше, чем обусловленные давлением излучения. Это позволяет определить из наблюдений, каким из указанных факторов вызвано радиальное движение газа и пыли в той или иной галактике.

Ленинградский государственный
университет

ON THE CAUSES OF LOW GAS CONTENT IN ELLIPTICAL GALAXIES

V. G. GORBATSKY

Some hypothesis previously proposed to explain low gas content in E galaxies are discussed. It is shown that steady galactic wind model by Mathews and Baker [3] is not self-consistent and there cannot be winds of such kind at the present time. Expenditure of gas on star formation may be the plausible explanation of observational data on E galaxies only if the supply of gas into interstellar medium is small enough ($\dot{M}_G/\dot{M}_G \approx 10^{-17} \text{ year}^{-1}$). Conclusion is made that the main cause of low gas content in E galaxies is a small mass loss rate from stars during the present stage of evolution of galaxies. It may be that at earlier epochs enhanced activity in nuclear regions of galaxies was significant for sweeping of gas from E galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. M. Faber, J. S. Gallagher, *Ap. J.*, 204, 365, 1976.
2. G. R. Knapp, F. J. Kerr, B. A. Williams, *Ap. J.*, 222, 800, 1978.
3. W. G. Mathews, J. C. Baker, *Ap. J.*, 170, 241, 1971.
4. M. Jura, *Ap. J.*, 212, 634, 1977.
5. В. Г. Горбачкий, *Космическая газодинамика*, Наука, М., 1977.
6. S. Van den Bergh, J. Mazz, *Ap. J.*, 204, 519, 1976.
7. G. B. Field, *Ap. J.*, 112, 531, 1965.
8. D. W. Goldsmith, H. J. Habing, G. B. Field, *Ap. J.*, 158, 173, 1969.
9. M. Kafatos, *Ap. J.*, 182, 433, 1973.
10. В. В. Бурдюж, Т. В. Румяйкина, *Астроф. ж.*, 51, 346, 1974.
11. P. Btermann, *Astron. Astrophys.*, 62, 255, 1978.
12. В. А. Амбарцумян, *Проблемы эволюции Вселенной*, изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1968.
13. В. Г. Горбачкий, Ю. П. Карвяковский, *Письма АЖ*, 5, 11, 1979.