АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18 МАЙ, 1982 ВЫПУСК 2

УДК 524.7—82

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫМЕТАНИЯ ГАЗА ИЗ ГАЛАКТИКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЯДРА

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 10 августа 1981

Если светимость ядра галактики в фазе его активности достаточно велика, давление излучения может выметать газ из галактики. Рассматривается течение газа, обусловленное этим процессом, в предположении, что пылевые частицы, увлекаемые излучением, сразу же передают полученное ими количество движения и энергию газу. Оценена величина светимости ядра, необходимая для того, чтобы поддерживать стационарное течение.

1. *Введение.* Активность галактического ядра часто выражается в сравнительно быстром освобождении большой энергии, то есть имеет характер взрыва. Наблюдаемые проявления активности различны. Иногда она сопровождается выбросом струй и, в дальнейшем, образованием «радиолопастей». Другая форма активности, сказывающаяся в сильных движениях газа вблизи ядра, свойственна сейфертовским галактикам. Наконец, активность может проявляться в резком возрастании светимости ядерной области.

Любой достаточно сильный взрывной процесс в ядре должен подействовать на содержащийся в галактике газ, вызывая его радиальное движение. Вопросы, связанные с воздействием активности ядра на газ галактики, обсуждались неоднократно (см., например, обзор [1]). В частности, предполагалось, что в результате происшедшей в ядре вспышки образуется мощная ударная волна, при определенных условиях способная вымести газ из галактики. Таким путем пытались объяснить распределение плотности газа с максимумом вдали от центра в спиральных галактиках [2]. С другой стороны, при достаточно сильном увеличении светимости ядра, давление излучения может быть достаточным, чтобы заставить газ галактики двигаться со значительной скоростью наружу. Можно предположить, что именно таким путем при последовательных вспышках ядерной активности и происходит выметание газа из галактик [3]. Следует иметь в виду, что распространенное представление [4] о потере газа галактикой в результате нагрева газа при вспышках сверхновых, как показано в [3], не оправдывается и нужно искать иные возможности для объяснения дефицита газа в эллиптических галактиках.

В недавнее время у ряда эллиптических галактик обнаружены дискретные оболочки («shells»), находящиеся на расстояниях, в несколько раз больших, чем размеры самой звездной системы [5]. Иногда наблюдаются фрагменты концентрических оболочек. По-видимому, такие оболочки формируются из вещества, выброшенного в результате взрыва в галактике. В качестве одного из возможных механизмов образования оболочек в работе [5] указываются ударные волны.

В данной статье исследуются условия, при которых возможно выметание газа из сферической звездной системы давлением излучения активного ядра галактики, и оценивается необходимая для выметания светимость ядра.

2. *Модель.* Из наблюдений хорошо известно, что межзвездная среда в Галактике крайне неоднородна по плотности и температуре. Вероятно, это имеет место и в других галактиках, но обычно при исследовании таких крупномасштабных явлений, как галактический ветер или действие ударной волны, образовавшейся в результате вспышки активности, неоднородность среды не учитывается. Вместе с тем представляется очевидным, что подобные течения в среде, в значительной доле состоящей из дискретных образований (облаков), должны сильно отличаться от движения более или менее однородного газа.

Давление излучения действует на все частицы — свободные электроны, атомы, молекулы, а также на межзвездные пылинки. Нетрудно показать, что при различных предположениях о светимости ядра, в условиях галактики роль давления излучения на атомы и электроны не является значительной. Вероятно, более существенно давление на молекулы, но при современном состоянии знаний о структуре межзвездной среды даже в нашей Галактике, не говоря о других, этот фактор трудно оценить. Приходится ограничиваться лишь оценками давления, испытываемого пылевой составляющей межзвездной среды.

В сферической галактике температура газа должна быть достаточно высокой для того, чтобы газ не падал в потенциальную яму в центре галактики (см., например, [4]). При значении массы галактики $\mathfrak{M}_{гал} = 10^{11}\,\mathfrak{M}_{\odot}$ равновесная температура газа T порядка 10^{6} К. Присутствие пыли в таких условиях допустить трудно. Однако, если имеются облака с плотностью ρ_c и температурой T_c, такие, что $\rho_c/\rho = s \gg 1$ и $T_c \simeq Ts^{-1}$ (ρ — плотность газа), то в них вполне возможно наличие пыли и молекул. Будем считать для простоты, что все облака имеют одинаковый радиус R, величина $s \gg 1$ для них также одинакова и что в облаках содержится доля массы межзвездной среды, равная ε, не очень близкая к единице. Тогда „скважность" f (коэффициент заполнения пространства облаками) равна ε/s.

При содержании пыли в облаке, равном $q \ll 1$, ее общее количество в нем составляет $(4/3)\pi R^3\rho_c q$. Уравнение для радиальной компоненты v_r скорости облака, движущегося в газе галактики, записывается в следующем виде (в пренебрежении т. н. „присоединенной массой", допустимом при $s \gg 1$, и градиентом давления в окружающем газе):

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{Lk(r)}{4\pi c r^2} - \frac{d\Phi}{dr} - \frac{3}{8} C v_r^2 (Rs)^{-1}. \tag{1}$$

Первым членом правой части учитывается давление излучения от точечного источника со светимостью L, $k(r)$ — коэффициент поглощения пылью на 1 г вещества, Φ — потенциал тяготения в галактике. Последний член определяет сопротивление движению. C — коэффициент сопротивления.

Для величины $k(r)$ при условии, что пылинки имеют одинаковый радиус a, плотность их равна ρ_d и сечение поглощения — πa^2, имеем выражение

$$k(r) = \frac{3}{4}\frac{q}{a\rho_d} = \text{const}. \tag{2}$$

Из (1), пренебрегая силой тяготения, получаем оценку верхней границы возможной для облака радиальной скорости

$$v_r < \frac{1}{r}\sqrt{\frac{LRqs}{2\pi C c a \rho_d}}. \tag{3}$$

При значениях $q = 0.01$, $s = 10^2$, $a = 10^{-5}$ см, $\rho_d = 3$ г/см^3, $C = 1$ и радиусе облака 1 пс

$$v_r \lesssim 2\cdot 10^7 \sqrt{L/r}\ \text{см с}^{-1}. \tag{4}$$

Соответственно для оценки минимального времени t_*, требующегося облаку для того, чтобы выйти из галактики с уровня $r_0 \ll R_{\text{гал}}$, имеем:

$$t_* \approx 2.5\cdot 10^{-8}\frac{R^2_{\text{гал}}}{\sqrt{L}}. \tag{5}$$

Для галактики, радиус которой равен 15 кпс, даже при крайне высоком значении светимости $L = 10^{46}$ эрг/с находим:

$$t_* \approx 6.25\cdot 10^{14}\ \text{с} \simeq 3\cdot 10^7\ \text{лет}.$$

Полученная оценка t_* превосходит время существования облака. Согласно существующим представлениям, межзвездные облака разрушаются при столкновениях друг с другом. Тогда среднее «время жизни» облаков находится из соотношения:

$$t_c = \frac{1}{N_0 Q_{\text{обл}} \bar{v}}, \tag{6}$$

где N_0 — число облаков на единицу объема, равное

$$N_0 = \frac{f}{(4/3)\,\pi R^3}, \tag{7}$$

и $Q_{\text{обл}}$ — сечение столкновений. Принимая $Q_{\text{обл}} = \pi R^2$, получаем для t_c оценочное выражение:

$$t_c \approx \frac{4}{3}\frac{R}{\varphi}\frac{s}{\bar{v}}. \tag{8}$$

При тех же значениях R и s, которые были указаны выше, и полагая $\varphi = 1/2$, $\bar{v} = 3\cdot 10^5$ см с$^{-1}$, что соответствует равновесной кинетической энергии движения облаков, имеем

$$t_c \approx 3\cdot 10^{13}\ \text{с} \approx 10^6\ \text{лет}.$$

Некоторая, по-видимому малая, доля вещества облаков при столкновениях переходит в звездную форму, но в какой-то мере это компенсируется потерей газа звездами. Вещество облаков, смешиваясь с межоблачным газом, передает ему энергию и количество движения, полученное за счет действия давления излучения. Поскольку $t_c \ll t_*$, то среда с облаками, содержащими пыль, в отношении реакции на лучевое давление может рассматриваться как эквивалентная среде с непрерывным распределением пыли, причем содержание пыли в единице объема такой «эквивалентной среды» составляет $q\varphi$. Нетрудно найти, что оптическая толщина слоя облаков для излучения, идущего от ядра, порядка единицы. Действительно для числа облаков $\bar{N}$, находящихся на луче, идущем из центра галактики от расстояния r_0 до ее границы r_t, имеем

$$\bar{N} = \int_{r_0}^{r_t} \bar{n}(r)\,dr, \tag{9}$$

где $\bar{n}(r)\,\Delta r$ — число облаков в слое от r до $r + \Delta r$, приходящихся на луч зрения

$$\bar{n}(r)\,\Delta r = \pi R^2 N_0 \Delta r. \tag{10}$$

Из (9), при посредстве (7) и (10), находим:

$$\bar{N} = \frac{3f}{4R}(r_t - r_0). \tag{11}$$

При $(r_t - r_0)/R \approx 10^4$ и $f \lesssim 10^{-3}$ величина $\bar{N} \lesssim 10$. Оптическая толщина облака τ_c

$$\tau_c \simeq \frac{R\rho_c q}{a\rho_d} \tag{12}$$

порядка 0.1. Таким образом $\bar{N}\tau_c \leq 1$, и поэтому можно считать, что давление излучения действует на все облака независимо от того, перекрываются они или нет.

3. *Уравнения задачи и начальные условия.* В соответствии с выводами предыдущего раздела примем, что импульс излучения передается пылевым частицам так, как будто бы они распределены равномерно. Кроме того, как это обычно делается, будем считать, что имеет место полный контакт пылевых частиц с газом, то есть получаемое ими количество движения очень быстро перераспределяется по газу. Тогда уравнения движения газа в сферической галактике записываются в такой форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho v) = \alpha\rho_*, \tag{13}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{\Delta_p}{\rho} - \alpha\frac{\rho_*}{\rho}v, \tag{14}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho\left(\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2}\frac{kT}{m} + \Phi\right)\right] + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\rho v\left(\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2}\frac{kT}{m} + \Phi\right)\right] =$$

$$= \Delta_E + \alpha\rho_*(\varepsilon_* - 0.5v^2) - \left(\frac{\rho}{m}\right)^2 H(T). \tag{15}$$

Здесь Φ — потенциал тяготения, определяемый уравнением Пуассона,

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho_*, \tag{16}$$

причем предполагается, что он создается только веществом, сосредоточенным в звездах, средняя пространственная плотность которого $\rho_* \gg \rho$. Скорость поступления вещества от звезд в газ (при учете стока межзвездного газа на звездообразование) считается пропорциональной ρ_*. Через $L(T)$ обозначена функция высвечивания, определяющая скорость потери газом энергии на излучение, и $\alpha\rho_*\varepsilon_*$ — энергия, поступающая с веществом, выбрасываемым звездами. Величина Δ_p определяется выражением

$$\Delta_p \approx \frac{Lk(r)\rho}{4\pi c r^2} \qquad (17)$$

и в лабораторной системе

$$\Delta_E = v \Delta_p. \qquad (18)$$

К системе (13)—(16) добавляется уравнение состояния газа. Решение системы существенно облегчается, если распределение плотности в галактике аппроксимировать достаточно простыми функциями. Аппроксимация четырьмя функциями вида

$$\rho_*(r) = \rho_*(0)(C_1 + C_2 r)e^{-br} \qquad (19)$$

для всего интервала $0 < r < r_t$ дает отличие от аналитического выражения, полученного в [6], порядка 1%. Соответствующее выражение потенциала в относительных единицах представлено графически на рис. 1.

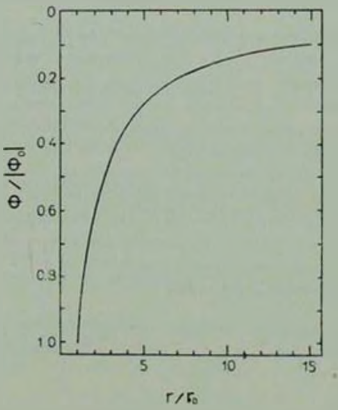

Рис. 1. Зависимость величины Φ, аппроксимирующей потенциал галактики, от расстояния до центра (в безразмерных единицах).

Задача о нестационарном галактическом ветре очень сложна. Кроме того, величина L может сильно меняться со временем, причем форма зависимости $L(t)$ неизвестна. Поэтому решение нестационарной задачи, соответствующей реальной ситуации, пока невозможно. В данной работе производится лишь оценка той величины энергии излучения, создаваемого активностью в ядре, которая обеспечивает истечение газа из галактики. Для такой оценки будем рассчитывать стационарное течение при некоторой эффективной светимости L, определяемой условием

$$\int_{t_0}^{t_1} L(t)\,dt = (t_1 - t_0)\,L, \tag{20}$$

где $t_1 - t_0$ — промежуток времени, в течение которого проявляется активность. Характерное время t_* установления стационарности равно

$$t_* \approx \frac{4\pi c r_l^2 \bar{v}}{Lk}. \tag{21}$$

где $\bar{v}$ — среднее значение скорости течения. Имеющиеся данные о продолжительности активной стадии ядер галактик дают основание считать, что $t_1 - t_0 \gtrsim t_*$ и, во всяком случае, неравенство $t_1 - t_0 \ll t_*$ не имеет места.

4. *Стационарное течение газа из галактики.* В силу ряда соображений, аналогичных приводимым в [7], можно полагать, что переход через звуковую точку происходит на достаточно малом расстоянии от источника повышенной светимости. Для того, чтобы осуществить переход через скорость звука, нужно выполнение условия $dT/dr > 0$, что во внешних областях галактики вряд ли реализуется. Поэтому предполагается, что переход через скорость звука имеет место при $r < r_0$, где $r_0 \ll r_l$.

Как следует из оценок относительной величины слагаемых, входящих в правые части уравнений (13)—(15), при допустимых значениях α можно пренебречь содержащими α членами и для наших целей достаточно ограничиться рассмотрением случая, когда $\alpha = 0$ и $H(T) = 0$.

Вводя безразмерные переменные

$$\frac{r}{r_0} = x; \quad \frac{\rho}{\rho_0} = g; \quad \frac{v}{v_0} = u; \quad \frac{T}{T_0} = y; \quad \frac{\Phi}{|\Phi_0|} = \varphi \quad (< 0) \tag{22}$$

и обозначая

$$\varkappa = \frac{Lk}{4\pi c r_0}; \quad c_0^2 = \frac{5}{3} R^* T_0, \tag{23}$$

записываем систему уравнений, определяющих стационарное движение, в следующем виде:

$$\frac{d}{dx}(x^2gu) = 0,$$

$$u\frac{du}{dx} + \frac{3}{5}\frac{c_0^2}{v_0^2}\left[y\frac{d\ln g}{dx} + \frac{dy}{dx}\right] + \frac{|\Phi_0|}{v_0^2}\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\varkappa}{x^2v_0^2} \tag{24}$$

$$\frac{d}{dx}\left[x^2gu\left(\frac{u^2}{2} + \frac{3}{2}\frac{c_0^2}{v_0^2}y + \frac{|\Phi_0|}{v_0^2}\varphi\right)\right] = \gamma\frac{\varkappa ug}{v_0^2}.$$

Параметр γ определяет ту долю энергии, получаемой в результате действия лучевого давления, которая теряется путем излучения. Очевидно, что

$$0 \leqslant \gamma \leqslant 1.$$

Граничные условия для системы (24) имеют вид:

$$\text{При} \qquad x = 1, \quad u = 1, \quad g = 1, \quad y = 1. \tag{25}$$

Величина φ, в соответствии с (19), является известной функцией x.

При $\gamma = 1$ решение системы получается в аналитической форме:

$$u^2 - 1 + 3\frac{c_0^2}{v_0^2}\left(\frac{1}{x^{4/3}u^{2/3}} - 1\right) = -\frac{2|\Phi_0|}{v_0^2}(1+\varphi) + \frac{2\varkappa}{v_0^2}\left(1 - \frac{1}{x}\right). \tag{26}$$

При переходе к размерным переменным имеем:

$$v^2 = v_0^2 - 3c_0^2\left(\frac{r_0^{4/3}v_0^{2/3}}{r^{4/3}v^{2/3}} - 1\right) - 2|\Phi_0|(1+\varphi) + 2\varkappa\left(1 - \frac{r_0}{r}\right). \tag{27}$$

Если рассматривать межзвездную среду не как газ, а как совокупность невзаимодействующих частиц и, соответственно, положить $c_0 = 0$, то получаем

$$v^2 = v_0^2 + v_{0p}^2(1+\varphi) + 2\varkappa\left(1 - \frac{r_0}{r}\right), \tag{28}$$

где v_{0p} — значение параболической скорости, соответствующее $r = r_0$. Отсюда имеем оценку величины $\varkappa$, при которой такие частицы могут быть удалены из галактики

$$2\varkappa > v_{0p}^2 - v_0^2 \tag{29}$$

Соотношение (27) дает соответственно:

$$2\varkappa > v_{0p}^2 - v_0^2 - 3c_0^2. \tag{30}$$

Таким образом, при учете газодинамических эффектов потеря газа галактикой возможна при меньшей светимости L. Это вполне естественно, так как течение поддерживается не только давлением излучения, но и тепловой энергией, содержащейся в газе. При $r \to \infty$ тепловая энергия переходит в кинетическую и соответственно величина c уменьшается с расстоянием.

По предположению $v_0 > c_0$, а $c_0 < c_{00}$, где c_{00} определяется из условия равновесия газа в поле тяготения,

$$c_{00}^2 \approx \frac{5}{S} |\Phi_0|. \qquad (31)$$

Минимальная величина $\varkappa$, определяемая по (30), в несколько раз меньше, чем получаемая из (29).

Решение системы (24) при $\gamma < 1$ в аналитической форме получить не удается. Из третьего и первого уравнений системы находится соотношение

$$u^2 - 1 + \frac{3c_0^2}{v_0^2}(y-1) = -\frac{2|\Phi_0|}{v_0^2}(1+\varphi) + \frac{2\gamma\varkappa}{v_0^2}\left(1 - \frac{1}{x}\right), \qquad (32)$$

из которого следует, что величина L, требуемая для удаления газа на бесконечность при $\gamma < 1$ должна, вообще говоря, быть больше, чем при отсутствии потерь энергии на излучение. Результаты численного решения системы при $\gamma = 1/2$; $3/4$, $v_0 = \sqrt{\Phi_0/2}$, $c_0 = \sqrt{|\Phi_0|/3}$ для $|\Phi_0| = 6 \cdot 10^{15}$ см^2 с$^{-2}$, $\varkappa = 1.2\,|\Phi_0|$, представлены графически на рис. 2 вместе с решением при $\gamma = 1$ и той же величине остальных параметров. Как видно из сравнения этих решений, распределения газодинамических параметров существенно зависят от величины γ. Однако в общем характер движения одинаков.

Приведем некоторые численные оценки. Если положить $\mathfrak{M}_{гал} = 10^{11}\,\mathfrak{M}_\odot$, $r_0 = 1$ кпс, $R_{гал} = 15$ кпс, то $|\Phi_0| = 6 \cdot 10^{15}$ см с$^{-2}$, тогда, согласно (30), $\varkappa \gtrsim 10^{15}$ см с$^{-2}$. Это соответствует величине $Lk \gtrsim 1.2 \times 10^{18}$ см^4 с$^{-3}$. Для k выражение (2) дает значение $(10^2 \div 10^3)$ см^2 г$^{-1}$. Поэтому величина L должна лежать в пределах

$$10^{15} \lesssim L \lesssim 10^{16} \text{ эрг с}^{-1}.$$

Рассматриваемая модель галактики содержит около 40% полной массы внутри радиуса $r_0 = 1$ кпс. Соответственно, отношение $L/\mathfrak{M}$ для ядра получается равным $10 \div 100$. Освобождение энергии активного ядра происходит, по всем данным, в гораздо меньшем объеме, но область, где осуществляется переход этой энергии в оптическое излучение, может иметь существенно большие размеры. При условии, что повышенная светимость имеет место в течение нескольких миллионов лет и общая энергия излучения порядка 10^{59}—10^{60} эрг, из галактики может быть выметена масса порядка $(10^{-2} \div 10^{-1})\,\mathfrak{M}_{\text{газ}}$. Такое количество газа накапливается за счет выброса его из звезд за сотни миллионов лет, и в том случае, когда интервалы между вспышками ядерной активности того же порядка, практически весь газ должен выметаться из галактики.

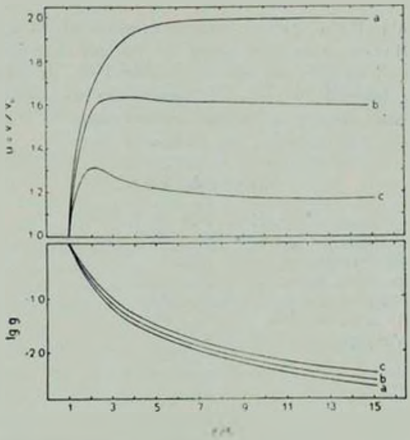

Рис. 2. Распределение безразмерных скорости (u) и плотности (g) в стационарном потоке при $v_0 = \sqrt{|\Phi_0|/2}$, $c_0/v_0 = \sqrt{2/3}$, $\alpha = 2.4 v_0^2$: a) $\gamma = 1$; b) $\gamma = 3/4$; c) $\gamma = 1/2$.

В заключение заметим, что сделанные оценки весьма приближенные и составить правильное представление о выметании газа под действием давления излучения можно только рассмотрев нестационарное течение. Тем не менее, полученные выводы дают основание для того, чтобы предпринять более детальные расчеты движения газа в активных галактиках.

Численные расчеты в данной работе были выполнены Ю. К. Виноградовой и Н. Я. Сотниковой, которым автор выражает за это искреннюю признательность.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBILITY OF SWEEPING OF INTERSTELLAR GAS FROM A GALAXY BY ACTIVE NUCLEUS RADIATION PRESSURE

V. G. GORBATSKY

If the luminosity of galactic nucleus in phase of its activity is great enough, radiation pressure may sweep off the gas from the galaxy. The gas flow induced by this process is considered on the assumption that dust particles dragged by radiation immediately transfer the momentum and energy obtained to gas. Estimations are made of luminosity values that are nesessary to maintain the stationary flow.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. В. Комберг*, Препринт ИКИ АН СССР № 539, М., 1979.
2. *С. А. Силич*, *П. И. Фомин*, Препринт ИТФ-80-27Р, Киев, 1980.
3. *В. Г. Горбацкий*, Астрофизика, 15, 637, 1979.
4. *W. G. Mathews*, *J. C. Baker*, Ap. J., 170, 241, 1971.
5. *D. F. Malin*, *D. Carter*, Nature, 285, 643, 1980.
6. *I. R. King*, A. J., 71, 64, 1966.
7. *И. Ф. Малов*, Астрофизика, 10, 575, 1974.