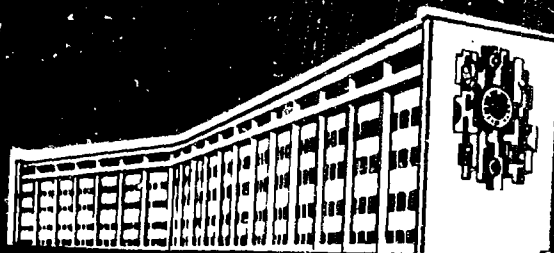


ИТФ-80-27Р

март 1980

С.А.Силич, П.И.Фомин

О ВЫМЕТАНИИ ГАЗА ИЗ ЦЕНТРАЛЬНЫХ
ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ



С.А.Силич, П.И.Фомин

ИТФ-80-27Р

О выметании газа из центральных
областей галактик с активными ядрами

Рассмотрен механизм выметания газа ударными волнами из центральных областей плоских галактик с активными ядрами, связанный с передачей углового момента от звездно-облачной к газовой составляющей. Показано, что ударные волны способны привести к формированию наблюдаемого профиля плотности с максимумом на расстояниях нескольких kpc от центра галактики за время порядка 10^9 лет.

Препринт Института теоретической физики АН УССР

Киев 1980

S.A.Silich, P.I.Fomin

ИТФ-80-27Р

On Gas Sweeping from Central Regions
of Galaxies with Active Nuclei

A mechanism of gas sweeping by shock waves from central regions of plane galaxies with active nuclei which is connected with the angular momentum transfer from a stellar-cloud component to a gas one is considered. It is shown that shock waves are capable to form the observable density profile with the maximum at a distance of some kpc from galaxy for the time of the order of 10^9 years.

Preprint of the Institute for Theoretical Physics

Academy of Sciences of the Ukrainian SSR

Kiev 1980

Академия наук Украинской ССР
Институт теоретической физики

Препринт
ИТФ-80-27Р

С.А.Силич, П.И.Фомин

О ВЫМЕТАНИИ ГАЗА ИЗ ЦЕНТРАЛЬНЫХ
ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ

Киев - 1980

УДК 523.855

С.А.Силич, П.И.Фомин

О выметании газа из центральных областей галактик
с активными ядрами

Рассмотрен механизм выметания газа ударными волнами из центральных областей плоских галактик с активными ядрами, связанный с передачей углового момента от звездно-облачной к газовой составляющей. Показано, что ударные волны способны привести к формированию наблюдаемого профиля плотности с максимумом на расстоянии нескольких kpc от центра галактики за время порядка 10^9 лет.

A mechanism of gas sweeping by shock waves from central regions of plane galaxies with active nuclei which is connected with the angular moment transfer from a stellar-cloud component to a gas one is considered. It is shown that shock waves are capable to form the observable density profile with the maximum at a distance of some kpc from galaxy centre for the time of the order of 10^9 years.

On Gas Sweeping from Central Regions of Galaxies with Active Nuclei

S.A.Silich, P.I.Fomin

В В Е Д Е Н И Е

Наблюдения последних лет обнаружили ряд новых интересных деталей в крупномасштабной структуре галактик. Это кольцевые структуры, наблюдаемые в распределении областей H II и OB-ассоциаций в спиральных галактиках [10], низкое содержание газа в эллиптических галактиках [3,13] и в центральных областях плоских галактик [5,11], комплексы массивных молекулярных облаков [19] и некоторые другие.

В [8] предложен механизм формирования кольцевых структур в распределении H II и OB-ассоциаций ударными волнами, порождаемыми рекуррентной взрывной активностью галактических ядер [1,12,17,20]. Показано, что характерные черты таких структур связаны с формой распределения газа в центральных областях галактик и в некоторых галактиках требует уменьшения плотности газа по направлению к галактическому центру.

Наблюдения показывают [5,11], что распределение поверхностной плотности водорода H I в центральных областях многих галактик действительно имеет минимум. Возможные механизмы образования такого распределения плотности анализировались в [5,15]. Однако вопрос до конца не решен и требует дальнейшего рассмотрения.

В [5] исследовалось предположение Квирка [18] о том, что распределение водорода определяется процессом уменьшения

средней плотности газа за счет звездообразования до критической плотности ρ_c Голдрейха-Линден-Белла [14]. Оказывается, однако, что для согласия с наблюдениями требуется привлечь дополнительный механизм, уменьшающий количество газа в центральных областях галактик. Кроме того, в гипотезе Квирка остается открытым вопрос о связи неустойчивости Голдрейха-Линден-Белла с процессом звездообразования. Трудность заключается в том, что неустойчивыми оказываются возмущения со слишком большими длинами волн ($\lambda > 1$ кпс).

В [15] для объяснения наблюдаемого профиля плотности газа рассмотрена модель дисковой аккреции газа из внешних областей галактики к центру в потенциале, моделирующем реальную кривую вращения. В этой модели твердотельное вращение в центральных областях галактики приводит к невозможности передачи углового момента из этих областей наружу, в результате чего аккрецирующий из внешних областей газ накапливается в области максимума кривой вращения. Однако характерные времена образования максимума в распределении газовой плотности оказываются весьма большими ($\sim 10^{10}$ лет).

В [3] обсуждаются причины низкого содержания газа в эллиптических галактиках и приводятся данные в пользу того, что на ранних стадиях эволюции существенной для выметания газа из E-галактик могла быть активность их ядерных областей.

В настоящей работе показано, что формирование наблюдаемого в спиральных галактиках профиля плотности с максимумом на расстоянии нескольких кпс от центра можно объяснить выметанием газа из центральных областей активных галактик ударными волнами. Процесс выметания связан с тем, что радиальное движение газа за фронтом ударной волны сопровождается передачей углового момента от звездно-облачной подсистемы к газовой за счет обмена массой между ними. В результате осуществляется дрейф газа из центральных районов галактик и накопление его в области затухания ударных волн. Характерные времена образования кольцевого максимума в распределении плотности водорода и его положение оказываются связанными с параметрами, характеризующими активность галактических ядер (периодичность,

энергии выбросов) и с параметрами, характеризующими взаимное действие газовой и звездной составляющих.

I. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Оценим энергию ΔE , необходимую для перемещения заметной доли газа из центральной части галактики в гравитационном поле звездной составляющей с потенциалом [16]:

$$\Phi(z) = -\frac{GM_G}{(z^2 + \theta^2)^{1/2}} = -\frac{V_1^2 \theta}{(z^2 + \theta^2)^{1/2}}, \quad (1)$$
$$(V_1^2 = GM_G/\theta).$$

В (1) параметр θ определяет положение максимума кривой вращения (для Галактики $\theta \approx 4,2$ кпс), M_G - масса галактики, G - гравитационная постоянная.

Если вначале газ распределен однородно, а конечное распределение имеет максимум на расстоянии порядка R от центра, то нетрудно показать, что

$$\Delta E \sim G \frac{M_G M_g}{R}, \quad (2)$$

где M_g - масса перераспределяемого газа. При $M_G \approx 10^{11} M_\odot$, $M_g \approx 10^9 M_\odot$, $R \approx 5$ кпс, получаем $\Delta E \sim 10^{57}$ эрг.

Если энергия одного взрыва в ядре активной галактики имеет порядок 10^{55} эрг, а характерный период между активными фазами $T \sim 10^7$ лет [8, 12, 17], то наблюдаемый профиль плотности должен формироваться в результате прохождения цуга из примерно 100 ударных волн за время $\sim 10^9$ лет.

2. ДВИЖЕНИЕ ГАЗА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Запишем уравнения движения газа с учетом обмена импульсом между газовой и звездно-облачной составляющими в случае цилиндрической симметрии [16]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\mathcal{F}}{\rho} (u - u_p) - \frac{\mathcal{L}}{\rho} (u - u_e) \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{z} \frac{\partial}{\partial z} (zv) = -\frac{\mathcal{F}}{\rho} (v - v_p) - \frac{\mathcal{L}}{\rho} (v_e - v) \quad (4)$$

Здесь члены, содержащие параметры \mathcal{F} и \mathcal{L} , описывают обмен импульсом между газовой и звездно-облачной составляющими. Смысл обозначений следующий: u и v - радиальная и азимутальная скорости газа соответственно, ρ и ρ - давление и плотность, \mathcal{F} и \mathcal{L} - соответственно производимая и теряемая за счет взаимодействия с облаками и звездами масса газа в единице объема в единицу времени; u_p и v_p - средние радиальная и азимутальная скорости, с которыми газ производится (за счет звездного ветра, взрывов сверхновых, разлета остатков протозвездных облаков после рождения звезд); u_e и v_e - средние скорости, с которыми газ теряется (за счет перехода в облачную фазу, аккреции на облака и звезды).

Уравнения (3) и (4) упростим следующим образом. Во-первых, пренебрежем в (3) градиентом давления. Это оправдано, поскольку он пропорционален квадрату скорости звука, тогда как градиент гравитационного потенциала в (3) пропорционален квадрату параболической скорости, которая для галактик в 10 + 30 раз выше скорости звука. Во-вторых, будем считать постоянным отношение \mathcal{F}/ρ . Эти упрощения позволяют рассматривать уравнения движения (3), (4) независимо от остальных уравнений газодинамики.

Естественно далее принять (см. также [16]) $u_e = u$, $v_e = v$, $u_p = 0$, $v_p = V_S$, где

$$V_S = \left(z \frac{d\phi}{dz} \right)^{1/2} = \frac{V_1}{(1 + z^2/b^2)^{3/4}} \frac{z}{b} \quad (5)$$

- азимутальная скорость звездно-облачного диска. Тогда система (3), (4) принимает вид:

$$\frac{du}{dt} + \frac{\rho}{\rho} u = \frac{1}{2} (v^2 - V_s^2), \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} (zv) = \frac{\rho}{\rho} z (V_s - v). \quad (7)$$

В этой форме она описывает движение лагранжевых слоев газа за фронтом ударной волны.

Заметим, что при изменении z от 0 до θ , множитель при z/θ в (5) изменяется менее, чем в два раза. Такое изменение при прочих сделанных упрощениях и неопределенностях в данных наблюдения несущественно. Будем пренебрегать этим изменением при решении уравнений (6), (7), полагая

$$V_s = V_{ef} \frac{z}{\theta} \quad (8)$$

и считая в окончательных результатах $V_{ef} = V_1$ в области $z \ll \theta$ и $V_{ef} = V_1/2$ в области $z \approx \theta$. Предполагая далее, что разность угловых скоростей лагранжевого слоя газа и звездно-облачной составляющей мала, заменим в (6) $v + V_s \rightarrow 2V_s$. Тогда, учитывая, что для лагранжевого слоя $u = dz/dt$, легко привести систему (6), (7) к следующему виду:

$$V_s - v = -\frac{\theta}{2V_{ef}} \left(\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{\rho}{\rho} \frac{dz}{dt} \right), \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} (V_s - v) - \frac{2V_{ef}}{\theta} \frac{dz}{dt} = \frac{\rho}{\rho} (V_s - v). \quad (10)$$

Подставляя (9) в (10), приходим к уравнению

$$\frac{d^3 z}{dt^3} + \frac{\rho}{\rho_2} \frac{d^2 z}{dt^2} + \left(\frac{1}{\rho_2^2} + \frac{4}{\rho_1^2} \right) \frac{dz}{dt} = 0, \quad (11)$$

где $\tilde{\tau}_1 = b/V_{ef}$, $\tilde{\tau}_2 = \rho/\eta$.

Решение уравнения (II) с начальными условиями $z(t=0) = z_0$, $dz/dt(t=0) = u_0$, $v(t=0) = V_s$ (z_0 - начальное положение данного слоя, u_0 - скорость за фронтом ударной волны при $z = z_0$) имеет вид:

$$z - z_0 = a \left[1 - e^{-t/\tilde{\tau}_2} \left(\cos \frac{2t}{\tilde{\tau}_1} - 2 \frac{\tilde{\tau}_2}{\tilde{\tau}_1} \sin \frac{2t}{\tilde{\tau}_1} \right) \right], \quad (12)$$

$$V_s - v = u_0 e^{-t/\tilde{\tau}_2} \sin \frac{2t}{\tilde{\tau}_1}, \quad (13)$$

где $a = \frac{u_0 \tilde{\tau}_1^2}{4\tilde{\tau}_2 (1 + \tilde{\tau}_1^2/4\tilde{\tau}_2^2)}$. (14)

Формула (12) показывает, что каждый лагранжес слой газа, возмущенный ударной волной, совершает затухающие колебания с периодом $\pi \tilde{\tau}_1$ и характерным временем затухания $\tilde{\tau}_2$, смещаясь относительно начального положения равновесия на величину $\sim a$.

Оценим $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\tau}_2$ и a . Для Галактики $b = 4,2$ кпс, $V_s = (GM_G/b)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^7$ см/сек. Отсюда $\tilde{\tau}_1 \sim 10^7$ лет.

Скорость звездообразования в Галактике составляет около $3 M_\odot/\text{год}$ [7]. Расчеты процесса звездообразования (см., например, [4, 6, 21]) показывают, что при образовании звезд I типа населения большая (70-90%) часть массы протозвездного облака сдувается давлением излучения. В результате в объеме галактического диска $V = \pi R^2 h$ ($R \approx 5$ кпс, $h \approx 300$ пс) из звездно-облачной в газовую составляющую переходит масса $\dot{M} \sim 10 M_\odot/\text{год}$. Отсюда $\eta = \dot{M}/V \sim 10^{-39}$ г/сек \cdot см³ и для плотности газа $\rho \sim 10^{-25}$ г/см³ получаем $\tilde{\tau}_2 \approx 10^7$ лет.

Для скоростей газа за фронтом ударной волны $u_0 \sim 10^7$ см/сек и приведенных выше значений $\tilde{\tau}_1$ и $\tilde{\tau}_2$ получаем, что смещение слоя газа в результате прохождения одной ударной волны

$a \sim 100$ пс.

3. УРАВНЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ

При прохождении цуга ударных волн в газовом диске галактики протекают газодинамические процессы двух типов. Первый - быстрое сжатие, нагрев и последующая релаксация газа за фронтом каждой волны. Второй - медленное перераспределение газа в результате смещения каждого лагранжевого слоя на величину $\sim a$, даваемую формулой (14).

В дальнейшем будем интересоваться крупномасштабным перемещением газа, обусловленным прохождением цуга ударных волн. Усредняя уравнения по периоду T между ударными волнами и считая $T \gg \tilde{\tau}_2$, можем не рассматривать быстрые изменения газодинамических величин, связанные с процессами первого типа. Смещение же лагранжевых слоев газа приводит к возникновению потока массы от центра галактики со средней скоростью $u \sim a/t$. Обусловленное этим, перераспределение газа описывается усредненным уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\tilde{\tau}_1^2}{4\tilde{\tau}_2 T (1 + \tilde{\tau}_1^2/4\tilde{\tau}_2^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_0) = 0, \quad (15)$$

в котором $\tilde{\tau}$ - огрубленное время, изменяющееся, строго говоря, дискретно $\tilde{\tau} = nT$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), но которое, при $n \gg 1$, может рассматриваться как непрерывный параметр. Здесь u_0 - скорость за фронтом ударной волны, являющаяся функцией плотности. Подчеркнем, что при $T \gg \tilde{\tau}_2$ отдельная ударная волна движется по среде со стационарным распределением плотности, в то время как уравнение (15) описывает медленное изменение профиля плотности в результате прохождения цуга из многих волн и справедливо при $\tilde{\tau} \gg T$.

Чтобы получить самосогласованные уравнения, описывающие эволюцию профиля плотности, необходимо теперь выразить скорость за фронтом ударной волны u_0 через координату r и плотность ρ . Воспользуемся для этого уравнениями Бринкли-

Кирквуда [9]. В случае сильной цилиндрической ударной волны, распространяющейся по изотермической атмосфере ($P = a_s^2 \rho$), эти уравнения имеют вид:

$$\frac{d \ln \xi}{d y} + \frac{2-\lambda}{3-\lambda} \frac{d \ln \rho}{d y} = - \frac{y \xi}{r(3-\lambda) \delta \rho_0} \frac{P}{\lambda(3-\lambda) y}, \quad (16)$$

$$\frac{d \delta}{d y} = - \frac{\gamma+1}{\gamma} \frac{P}{\rho_0} y \xi. \quad (17)$$

Здесь ξ - интенсивность ударной волны; $\lambda = \frac{\gamma+1}{2\gamma}$; γ - отношение удельных теплоемкостей, для одноатомного газа $\gamma = 5/3$; $y = z/R$ - безразмерная координата; ρ_0 - давление перед фронтом ударной волны при $y = 1$; $\delta(z, \tau)$ - безразмерная энергия ударной волны.

Уравнения (16), (17) описывают движение отдельной ударной волны, поэтому здесь следует считать величины $\rho(z, \tau)$, $P(z, \tau)$, $\xi(z, \tau)$, $\delta(z, \tau)$, зависящими от времени τ параметрически.

Легко видеть, что система (16), (17) имеет один первый интеграл и в результате сводится к уравнению

$$\frac{d \delta(z, \tau)}{d z} = - \frac{\gamma+1}{\gamma} \frac{z}{R^2} \xi \frac{P(z, \tau)}{\rho(z, \tau)}, \quad (18)$$

$$\xi(z, \tau) = \left[\frac{R \rho(R, \tau)}{z \rho(z, \tau)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\delta(z, \tau)}{\delta(R, \tau)} \right]^{\frac{1}{\delta}}. \quad (19)$$

Скорость u_0 за фронтом сильной волны выражается формулой [9]:

$$u_0 = \frac{a_s}{\gamma \sqrt{\lambda}} \xi^{\frac{1}{2}}, \quad (20)$$

a_s - скорость звука перед фронтом. С учетом (19) для u_0 имеем

$$u_0(z, \tau) \approx \frac{a_s}{r\sqrt{\lambda}} \left[\frac{R \rho(R, \tau)}{z \rho(z, \tau)} \right]^{\frac{1}{4}} \left[\frac{\delta(z, \tau)}{\delta(R, \tau)} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (21)$$

Подставляя (19) в (18) и (21) в (15), приходим к следующим двум уравнениям, определяющим эволюцию профиля газовой плотности:

$$\frac{\partial \chi(z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{3}{4} \mu_1(\tau) \delta(z, \tau) \chi^{\frac{1/2}{}} \frac{\partial \chi}{\partial z} = \mu_2(\tau) \frac{\chi^{\frac{5/4}{}}(z, \tau)}{\delta^{\frac{1/4}{}}(z, \tau)}, \quad (22)$$

$$\frac{d \delta(z, \tau)}{d z} = - \frac{r+1}{r} \frac{1}{R} \left[\frac{\chi(z, \tau)}{\chi(R, \tau)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\delta(z, \tau)}{\delta(R, \tau)} \right]^{\frac{1}{6}}, \quad (23)$$

где

$$\chi(z, \tau) \equiv z \rho(z, \tau), \quad (24)$$

$$\mu_1(\tau) = \frac{a_s \tilde{\Sigma}_1^2}{4 r \sqrt{\lambda} \tilde{\Sigma}_2 T (1 + \tilde{\Sigma}_1^2 / 4 \tilde{\Sigma}_2^2)} \left[\frac{R \rho(R, \tau)}{\delta^{\frac{1/12}{}}(R, \tau)} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (25)$$

$$\mu_2(\tau) = \frac{(r+1) \tilde{\Sigma}_1^2}{48 r^2 \sqrt{\lambda} \tilde{\Sigma}_2 T (1 + \tilde{\Sigma}_1^2 / 4 \tilde{\Sigma}_2^2)} \frac{a_s}{R [R \rho(R, \tau) \delta(R, \tau)]^{\frac{1}{4}}}. \quad (26)$$

4. ЭВОЛЮЦИЯ ПРОФИЛЯ ГАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦУГА УДАРНЫХ ВОЛН

В уравнение (22) входят две неизвестные функции: $\chi(z, \tau)$ и $\delta(z, \tau)$. Однако это уравнение обладает той особенностью, что во втором члене $\delta(z, \tau)$ находится в числителе с малым показателем степени, а в третьем - в знаменателе с показателем

~ 1 . Это позволяет проанализировать уравнение (22) независимо от (23) в следующих предельных случаях.

а) Ударная волна с большим запасом энергии.

При условии

$$\delta(z, \tau) \gg \left[\frac{4}{3} \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\partial \tilde{z} / \partial \tau} \right]^{6/5}, \quad (27)$$

последним членом в (22) можно пренебречь и эволюция профиля плотности будет описываться уравнением

$$\frac{\partial \tilde{z}}{\partial \tau} + \frac{3}{4} \mu_1(\tau) \delta(z, \tau) \tilde{z}^{1/2} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial \tau} = 0. \quad (28)$$

Малые показатели степеней при $\rho(R, \tau)$ и $S(R, \tau)$ в (25) позволяют предположить слабую зависимость μ_1 от времени τ (это предположение оправдывается полученным ниже результатом) и положить в (28)

$$\mu_1(\tau) \delta^{1/2}(z, \tau) = \text{const}. \quad (29)$$

Тогда при однородном начальном распределении плотности

$\rho(z, \tau=0) = \rho_0$ получим следующее решение, определяющее эволюцию профиля плотности в области (27)

$$\rho(z, \tau) = \rho_0 \left(1 - \beta \frac{a_s \tau}{z} \right), \quad (30)$$

где

$$\beta = \frac{3 \tau_1^2}{16 \tau \sqrt{\lambda} \tau_2 T (1 + \tau_1^2 / 4 \tau_2^2)} \left[\frac{R_1 \rho(R_1, \tau)}{z \rho(z, \tau)} \right]^{1/4} \left[\frac{\delta(z, \tau)}{\delta(R_1, \tau)} \right]^{1/2} \quad (31)$$

Здесь параметр R_1 есть то предельное значение радиуса, при котором еще выполняется неравенство (27).

Из (30), (31) следует, что в каждой точке с $z < R_1$ плотность уменьшается за характерное время $\tau_c = z / \beta a_s$ от начального значения ρ_0 до $\rho_0 / 5$. При $\tau > \tau_c$ решение (30),

(31) теряет смысл. Это связано с тем, что за времена $\sim \tilde{\tau}_c$ ударные волны выметают из центральной области радиуса \tilde{r} первоначально заключенную в ней массу. Поэтому время $\tilde{\tau}_c$ следует считать характерным временем выметания. Для приведенных выше оценок $\tilde{\tau}_1^2 / \tilde{\tau}_c^2 \sim 1$, так что для характерного времени выметания получаем

$$\tilde{\tau}_c \approx 10^9 \frac{\tilde{r} \text{ (кпс)}}{a_s \text{ (} 10^6 \text{ см/сек)}} \text{ (лет)}. \quad (32)$$

б) Область затухания ударных волн.

В этом предельном случае необходимо потребовать выполнения неравенства, противоположного (27):

$$S(\tilde{r}, \tilde{\tau}) \ll \left[\frac{4}{3} \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\tilde{r}^{3/2}}{\partial \tilde{r} / \partial \tilde{\tau}} \right]^{6/5}. \quad (33)$$

При условии (35), уравнение (22) сводится к

$$\frac{\partial \tilde{r}}{\partial \tilde{\tau}} = \mu_2(\tilde{r}) \frac{\tilde{r}^{5/4}(\tilde{r}, \tilde{\tau})}{S^{3/4}(\tilde{r}, \tilde{\tau})}. \quad (34)$$

Так как правая часть (34) всегда положительна, в области (33) плотность газовой составляющей растет со временем. Уравнение (34), таким образом, описывает процесс накопления в области затухания ударных волн газа, выметаемого из центральных областей галактики.

Для точного анализа поведения профиля плотности в этой области необходимо численно решить систему уравнений (33), (23). Однако качественную картину можно получить, пренебрегая в первом приближении зависимостью энергии ударной волны от параметра $\tilde{\tau}$ и учитывая только зависимость $S(\tilde{r})$. В этом приближении решение (34) тривиально, если известна функция $\mu_2(\tilde{r})$. Но эта функция сама определяется уравнением (34) при $\tilde{r} = R$, где R — расстояние, проходимое ударной

волной до затухания. Действительно, подставляя в (34) выражение для $\mu_2(\tau)$ (26) и полагая $z=R$, приходим к уравнению, определяющему $\chi(R, \tau)$:

$$\frac{\partial \chi(R, \tau)}{\partial \tau} = 4\alpha \chi(R, \tau), \quad (35)$$

где

$$\alpha = \frac{(\gamma+1) \tilde{\tau}_1^2}{192 \gamma^2 \sqrt{\lambda} \tilde{\tau}_2 T (1 + \tilde{\tau}_1^2 / 4 \tilde{\tau}_2^2)} \frac{\alpha_s}{R \delta(R)}. \quad (36)$$

Решая (35) с начальной плотностью в точке R , равной ρ_0 , имеем

$$\chi(R, \tau) = \rho_0 R \exp(4\alpha \tau). \quad (37)$$

Подставляя выражение (37) в (26), получаем зависимость μ_2 от τ и, соответственно, следующее уравнение для определения эволюции профиля плотности:

$$\frac{\partial \chi(z, \tau)}{\partial \tau} = 4\alpha \frac{e^{-\alpha \tau}}{(\rho_0 R)^{1/4}} \left[\frac{\delta(R)}{\delta(z)} \right]^{3/4} \chi(z, \tau). \quad (38)$$

Решение уравнения (38) для начального однородного распределения плотности $\delta(z, \tau=0) = \rho_0$ имеет вид:

$$\delta(z, \tau) = \frac{\rho_0}{\left\{ 1 - \left(\frac{z}{R} \right)^{1/4} \left[\frac{\delta(R)}{\delta(z)} \right]^{3/4} (1 - e^{-\alpha \tau}) \right\}^4}. \quad (39)$$

Формально бесконечный при $z=R$ рост плотности, даваемый формулой (39), в действительности будет ограничен. Дело в том, что межзвездная среда двухфазна и давление разреженного горячего газа не может превысить некоторого критического [2]. Поэтому при накоплении газа в области затухания ударных волн все большая его часть будет переходить в облачную фазу. Этот процесс должен привести к образованию кольцевого ко...лекса

массивных газовых облаков, положение которого совпадает с положением максимума в распределении плотности разреженной газовой составляющей.

Качественный вид профиля плотности, определяемый решениями (30) и (39), приведен на рис. I.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что распространяющиеся по газовому диску галактики ударные волны, порождаемые рекуррентной активностью галактических ядер, могут приводить к образованию профиля газовой плотности с минимумом в центральных районах галактики и максимумом в области затухания ударных волн. Характерное время перераспределения газа определяется параметрами, связанными с активностью галактических ядер (периодичность взрывов T , энергия взрыва) и параметрами, определяющими свойства и взаимодействие газовой и звездно-облачной составляющих S, φ, V_s, σ . Для типичных параметров Галактики это время порядка 10^9 лет.

Причиной формирования максимума в распределении газовой плотности является дрейф лагранжевых слоев газа из центральных областей галактик в результате передачи углового момента за фронтом ударной волны от звездно-облачной составляющей к газовой и накопление выметаемого газа в области затухания ударных волн.

Таким образом, активность галактических ядер позволяет с единой точки зрения объяснить не только существование и характерные черты кольцевых структур, наблюдаемых в распределении областей H II и OB-ассоциаций, но и формирование наблюдаемого профиля плотности с дефицитом газа в центральных областях галактик.

Отметим, что рассмотренный нами механизм и неустойчивость Голдрейха-Линден-Белла с последующим звездообразованием [5] или аккреция газа из внешних областей галактик [15] могут дополнять друг друга. Однако в отличие от механизма аккреции в развиваемом здесь подходе положение максимума в распределе-

нии газовой плотности определяется областью затухания ударных волн и не обязано коррелировать с максимумом кривой вращения. Поэтому сравнение положений максимумов в кривой вращения и в распределении плотности газовой составляющей может служить наблюдательным тестом в пользу того или другого механизма.

Авторы благодарны А.В.Засову, И.Г.Колеснику, Б.В.Комбергу и М.А.Смирнову за полезное обсуждение работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.А.Амбарцумян. Проблемы эволюции Вселенной. Изд-во АН Армянской ССР, Ереван, 1968.
2. В.Г.Горбачкий. Космическая газодинамика. „Наука“, Москва, 1977.
3. В.Г.Горбачкий. О причинах низкого содержания газа в эллиптических галактиках. Астрофизика, 15, № 4, 1979, с.637-646.
4. А.Г.Дорошкевич, И.Г.Колесник. Некоторые особенности образования звезд I и II типов населения. Препринт ИПМ АН СССР, 1975, № 9.
5. А.В.Засов. О крупномасштабном распределении водорода в галактиках. Астроном.журн., 51, № 6, 1974, с.1225-1231.
6. И.Г.Колесник. Газодинамические проблемы в теории образования звезд. Докт.диссертация, ГАО АН УССР, Киев, 1979.
7. И.Г.Колесник. Роль молекул в образовании звезд. Препринт ИКИ АН СССР, № 460, 1979.
8. И.Г.Колесник, С.А.Силич, П.И.Фомин. Активность галактических ядер и кольцевые структуры в нормальных галактиках. Письма в Астроном.журн., 5, № II, 1979, с.576-570.
9. И.А.Климишин. Ударные волны в неоднородных средах (на укр. яз.)., Изд-во Львовского ун-та, Львов. 1972.
10. М.А.Смирнов, Б.В.Комберг. О кольцеобразных структурах в нормальных галактиках. Письма в Астроном.журн. 4, № 6, 1978, с.245-249.

11. W.B.Burton, M.A.Gordon, T.M.Bania, F.J.Locman. Overall Distribution of Carbon in the Plane of the Galaxy. *Astrophys. J.*, 1975, 202, N 1, part 1, p. 30-50.
12. H.G. van Busren . Recurrent Outbursts from the Nucleus of the Galaxy. *Astron. Astrophys.*, 1978, 70, p. 707-717.
13. S.M.Faber, J.S.Gallagher. *H I* in Early-Type Galaxies II. Mass Loss and Galactic Winds. *Astrophys. J.*, 1976, 204, N 2, part 1, p. 265-378.
14. P.Goldreich, D.Lynden-Bell. Spiral Arms as Sheared Gravitational Instabilities. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1965, 130, p.125-158.
15. V.Jicke. Accretion in a Soft Potential Well. *Astron. Astrophys.*, 1979, 78, p.21-24.
16. J.F.McKenzie, N.I.Westergoad, I.L.Rasmussen. Gas Motion in Rotating Disk-Shaped Galaxies. *Astron. Astrophys.*, 1978, 17, p. 175-184.
17. J.H.Cort. Eruptive Phenomena Near the Galactic Centre. *Phys. Scr.*, 1978, 17, p. 175-184
18. W.J.Quirk. On the Gas Content of Galaxies. *Astrophys. J.*, 1972, 176, N 1, part 2, p. L9-L14.
19. N.Z.Scoville, P.M.Solemon. Molecular Clouds in the Galaxy. *Astrophys. J.*, 1975, 199, N 2, part 2, p. L105-L109.
20. G.A.Shields, J.C.Wheeler. The Black Flash Model of QSO_s . *Gen. Relat. and Gravit.*, 1978, 9, N 3, p. 189-193.
21. A.Whitworth. The Erosion and Dispersal of Massive Molecular Clouds by Young Stars. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1979, 186, p. 59-67.

Рукопись поступила 14 марта 1980 года

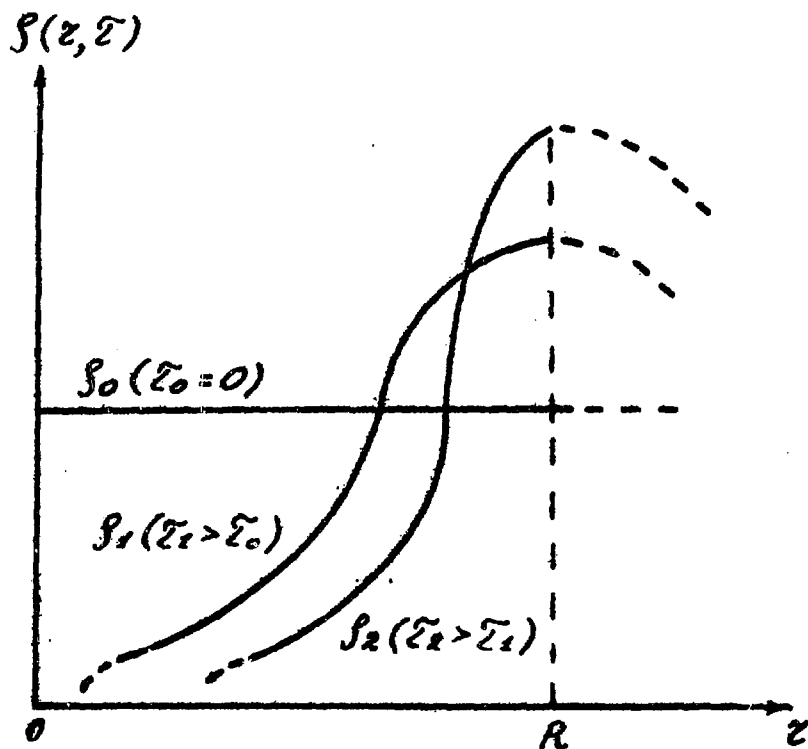


Рис. 1. Эволюция профиля газовой плотности под действием цуга ударных волн.



Сергей Александрович Силич,
Петр Иванович Фомин

О выметании газа из центральных областей галактик с активными ядрами

Редактор А.И.Королева

Техн. редактор Г.В.Кузьменко

БФ 33412

Зак. 72

Формат 60x90/16. Уч.-изд. 0,7 л.

Подписано к печати 26.III.1980 г. Тираж 295. Цена 7 коп.

Офсетная лаборатория Института теоретической физики АН УССР

Препринты Института теоретической физики АН УССР
рассылаются научным организациям и отдельным ученым
на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 252130, Киев-130
ИТФ АН УССР
Информационный отдел

The preprints of the Institute for Theoretical Physics
are distributed to scientific institutions and individual
scientists on the mutual exchange basis.

Our address:

Information Department
Institute for Theoretical Physics
252130, Kiev-130, USSR