АСТРОФИЗИКА

TOM 24

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.45—735

УЄЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОХЛАЖДАЮЩЕГОСЯ ТЕЧЕНИЯ В ГАЛАКТИКАХ

Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 14 октября 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

Найден критерий существования в галактиках дозвукового сферически-симметричного охлаждающегося течения. Получены некоторые уравнения, описывающие поведение газа в гравитационном поле галактики в рамках модели стационарной аккреции. Представлены результаты численного расчета аккреции газа, первоначально находившегося в состоянии гидростатического равновесия, на сD-галактику.

1. Введение. Механизм охлаждающегося течения («cooling flow») впервые был предложен для объяснения рентгеновского излучения от галактик M 87 и NGC 1275 [1, 2]. Основной довод в пользу применимости такой модели состоит в том, что времена охлаждения в центре регулярных скоплений галактик меньше хаббловского. Газ в центральной области, где плотность его велика, в отсутствие источников, компенсирующих охлаждение, должен испытывать давление со стороны более горячего внешнего газа и постепенно стекать к центру в поле тяготения галактики. Из условия стационарности течения были получены темпы аккреции для трех центральных галактик в скоплениях: M 87 [3, 4], NGC 1275 [5] и галактики в скоплении A 496 [6]. В дальнейшем список подобных объектов, для которых были оценены значения темпа аккреции, существенно расширился [7]. Модель охлаждающегося течения была недавно распространена также и на обычные вллиптические галактики поля [8].

Основное свойство обсуждаемой модели состоит в том, что, как показали расчеты, стационарное течение является или полностью дозвуковым [2], или проходит звуковую точку в непосредственной близости от центра галактики — на расстояниях порядка сотни парсек [9]. Такой медленный, дозвуковой характер течения вызван конечно тем, что временные масштабы процессов высвечивания, приводящих к возникновению течения, сравнимы или немного меньше времен существования самих галактик. В свою очередь, именно медленное течение и связанный с ним небольшой темп аккреции определяют те временные рамки, в которых газовую структуру в галактике можно считать стационарной. Сверхзвуковое же течение и значительный темп аккреции приведут к накоплению больших масс газа в центре галактики за сравнительно короткий срок, и это возможно явится причиной проявления активности ядра галактики в той или иной форме [10].

В настоящей статье при помощи размерностных оценок найден простой критерий существования дозвукового течения в галактике в предположении о степенном законе изменения плотности и температуры газа с расстоянием от центра. Этот критерий, представляющий собой неравенство, в которое входят температура и концентрация газа, а также масса галактики, и позволяет отделить медленно эволюционирующие объекты с дозвуковым течением от объектов, в которых такая эволюция невозможна.

Обсуждены некоторые свойства стационарного, в частности изотермического течения. Приведены результаты расчетов эволюции различных характеристик газа со временем в рамках модели охлаждающегося течения. Численные расчеты подтверждают справедливость полученного критерия.

2. Условие существования медленного течения. Рассмотрим модель, в которой горячий разреженный газ находится в квазигидростатическом. равновесии в поле тяготения галактики и из-за охлаждения при высвечквании с дозвуковой скоростью движется к ее центру. Обозначим через *R*₀ и *R*_T характерные пространственные масштабы изменения плотности и температуры газа. При высвечивании внутренняя внергия и давление в газе уменьшаются. Скорость этого процесса существенным образом зависит от величины концентрации газа. Следовательно, времена высвечивания t. 1 в точках, отстоящих друг от друга на расстоянии R, отличаются в несколько раз. Поэтому для того, чтобы изменения внутренней энергии не были бы сравнимы с самой величиной внутренней . внергии и, как следствие этого, не развивались бы сверхзвуковые течения, необходимо, чтобы время выравнивания давлений ta на масштабе R, было меньше, чем время высвечивания. Таким образом, если из наблюдений известно, что таз в Е или cD-галактике с дозвуковой скоростью движется к центру, то там должно быть выполнено сформулированное выше соотношение между характерными временами t, и t.

Анализ наблюдений эллиптических и сD-галактик в рентгеновском диапазоне показывает, что изменение температуры и плотности газа в них, за исключением центральных областей, хорошо описывается степенным законом [6, 11]. Примем поэтому следующие законы для $\rho(r)$ и T(r):

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_{\rho}}\right)^{-\nu_1}, \quad T = T_0 \left(\frac{r}{r_T}\right)^{\nu_2}, \quad r > r_{\rho}, r_T, \\
\rho = \rho_0, \quad T = T_0, \quad r < r_{\rho}, r_T; \quad \nu_1, \nu_2 > 0.$$
(1)

Будем считать, что на пространственных масштабах $R_{\rm p}$ и R_T плотность н температура газа изменяются в e раз соответственно. Тогда для законов (1) при $r > r_{\rm p}$, r_T эти масштабы зависят от расстояния до центра следующим образом:

$$R_{\rho} = \left[\exp\left(1/\nu_{1}\right) - 1\right]r, \quad R_{T} = \left[\exp\left(1/\nu_{2}\right) - 1\right]r.$$
(2)

Плотность газа меняется быстрее, чем его температура. Так, для галактики M 87 в [12] для v_2 приводится верхнее значение 0.4, в то время как $v_1 > 1$ [11]. В связи с этим будем считать, что $R_T > R_2$ и при рассмотрении различных процессов на масштабах R_2 температуру будем считать постоянной.

Динамическое время t_d — время прохождения звуковой волной расстояния R_p , на произвольном расстоянии от центра r, равно

$$t_{d} = R_{\rho}(r) \left[\frac{\gamma k T(r)}{{}^{t} m_{\rm H}} \right]^{-0.5}, \qquad (3)$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей, k — постоянная Больцисна $m_{\rm H}$ — масса атома водорода. Функция высвечивания Λ (T) для температур газа, наблюдающихся в Е и сD-галактиках (\sim 10⁷ K), неплохо представляется приближенной формулой Λ (T) = 10⁻¹⁹ $T^{-0.5}$ эрг см³ с⁻¹ [13], которую мы здесь и используем. Время высвечивания на расстоянии r тогда равно

$$t_{cl} = \frac{10^{19} k T^{1.5}(r) m_{\rm H}}{(\gamma - 1) \psi(r)} \, {\rm c.} \tag{4}$$

Из условия существования дозвукового течения $t_d < t_{cl}$, используя для R_{ρ} представление (2), при $\gamma = 5/3$ и $\mu = 1/2$ получим следующее неравенство:

$$\frac{2.3 T_7(r)}{n_{-1}(r) \left[\exp\left(1/v_1\right) - 1\right]} > r_{10},$$
(5)

где n_{-1} — концентрация газа в единицах 10^{-1} частиц см⁻³, T_7 — температура в единицах 10^7 K, r_{10} — расстояние в единицах 10 кпк. Используем теперь предположение о квазигидростатическом равновески, которое справедливо в случае дозвуковых течений газа,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathfrak{M}(r)}{r^{3}}\,\rho. \tag{6}$$

В уравнении (6) G — гравитационная постоянная, $\mathfrak{M}(r)$ — масса гравитирующего вещества внутри сферы радиуса r, P — давмение. Подставляя в левую часть уравнения (6) выражения для изменения температуры и плотности газа с расстоянием из (1) и используя обозначение $v = = v_1 - v_2$, получим следующее соотношение:

$$r_{10} = \frac{0.3 \,\mu \mathfrak{M}_{44}(r)}{\sqrt{T_1(r)}}.$$
(7)

Умножим, а затем разделим обе части неравенства (5) на r, воспользовавшись соотношением (7) при $\mu = 1/2$. В результате получим два функционально связанных между собой ограничения на массу гравитирующего вещества галактики

$$\mathfrak{M}_{44}(r) > [\exp(1/\nu_1) - 1] \frac{3\nu r_{10}^2 n_{-1}(r)}{T_{\gamma}(r)}, \qquad (8)$$

$$\mathfrak{M}_{m}(r) < \frac{15 \, \nu \, T_{7}^{3}(r)}{\left[\exp\left(1/\nu_{1}\right) - 1\right] n_{-1}(r)},\tag{8a}$$

где \mathfrak{M}_{44} — масса галактики в единицах 10⁴⁴ г.

Таким образом, из уравнения гидростатического равновесия и из условия относительной малости характерного масштаба R_{ρ} получены неравенства(8), (8а), связывающие между собой различные характеристики газа, находящегося в поле тяготения галактики, и структуру самой галактики. Если в галактике на произвольном расстоянии r от центра приведенные выше неравенства не соблюдаются, то там нарушается гидростатическое равновесие и возникают течения газа со скоростями, сравнимыми со скоростью звука. Необходимо еще раз отметить, что все эти выводы справедливы только в рамках модели, в которой охлаждение газа при высвечивании вносит определяющий вклад в энергетику газа.

Особо подчержнем сильную зависимость приведенных критериев от температуры газа. Иллюстрацией втой зависимости может служить табл. 1, в которой для вллиптической галактики с массой порядка $10^{11} \, \mathrm{M_{\odot}}$ приведены рассчитанные по (8a) верхние значения концентрации газа для различных значений температуры. При втом предполагалось, что $v_2 = 0$, $v_1 = 1.5$.

480

ОБ ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ГАЛАКТИКАХ

			1.	Габлица Г
<i>T</i> (10° K)	0.1	0.2	0.5	1.0
n (cm ⁻³)	1.3.10-3	1.1.10-2	1.6.10-1	1.3

Если учесть то обстоятельство, что вириальная температура газа для галактики с такой массой на расстоянии ~ 10 кпк равна 10^6 К и его концентрация, как следует из табл. 1, должна быть ~ 10^{-3} частиц см⁻³ и меньше, то будет ясно, что наблюдать излучение от этого газа очень трудно. Приведенные оценки для вллиптической галактики можно использовать очевидно и при учете источников энергии (вспышек сверхновых) в модели «частичного галактического ветра» [14], в которой наряду с истечением газа из внешних областей галактики присутствует движение газа к центру во внутренних частях галактики, где высвечивание действует сильнее, чем источники внергии.

Анализ результатов, полученных при интерпретации рентгеновских наблюдений газа в сD-галактиках [3-6], показывает, что неравенства (8), (8a) выполняются. Из этого следует, что в таких объектах действительно может иметь место дозвуковое охлаждающееся течение газа к центру галактики. Однако это не значит, что картина течения стационарна. На временных масштабах порядка времени высвечивания газа в центральных областях обсуждаемые критерии могут нарушиться, что приведет к окончанию фазы медленного течения. Пример такого поведения газа приведен как результат численного расчета в разделе 4.

3. Свойства стационарного течения. Прежде чем переходить к расчету эволюции движения газа в галактиках с учетом высвечивания, обсудим некоторые свойства стационарного течения, при котором потери на излучение в данной точке компенсируются притоком энергии с новой массой газа из более внешних областей. Ограничимся только случаем течения без источников и стоков массы, т. е. течением с постоянным темпом аккреции $\dot{M} = -4\pi r^2 \rho v$.

Система уравнений, описывающая медленную стационарную аккре-цию газа на галактику, выглядит следующим образом:

$$\frac{d}{dr}(r^{*}\rho v)=0, \qquad (9)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathfrak{M}}{r^2} \,, \qquad (10)$$

$$\frac{P}{\rho} v \frac{d\rho}{dr} - c_{r} \rho v \frac{dT}{dr} = \Lambda(T) \left(\frac{\rho}{m_{\rm H}}\right)^2. \tag{11}$$

В уравнении (11) c_{ν} — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме. Из системы (9)—(11) можно получить уравнение ($\gamma = 5/3$)

$$\dot{M}\left(\frac{5k}{2m_{\rm H}^{\mu}}\frac{dT}{dr}+\frac{G\mathfrak{M}}{r^2}\right)=4\pi r^2 n^2 \Lambda (T), \tag{12}$$

которое при интегрировании ($\dot{M} = \text{const}$) дает связь между следующими величинами: потерями на излучение из объема раднусом r - L(r), знашением потенциала $\Phi(r)$, распределением температуры с раднусом и темпом аккрешии

$$\dot{M} = \frac{L(r)}{\frac{5k}{2\mu m_{\rm H}}[T(r) - T(0)] + \Phi(r)}$$
(13)

Соотношение (13) часто используется при определении значения $M_{для}$ различных объектов [7, 8, 11, 15]. Однако иногда проведенный таким образом расчет темпа аккреции дает меняющуюся с радиусом величину. При втом получается противоречие, так как само соотношение (13) верно лишь при M = const.

Из уравнений (10), (12) можно получить следующее соотношение:

$$\dot{M} = \frac{4\pi r^3 n^2 \Lambda (T) \mu m_{\rm H}}{A(r) k T}, \qquad (14)$$

где

$$A(r) = 1.5 \frac{d \ln T}{d \ln r} - \frac{d \ln \rho}{d \ln r}.$$
 (15)

Как видно из (14), при прочих равных условиях, чем медленнее изменяются с расстоянием плотность и температура газа в галактике, тем больше там темп аккреции. Отметим два обстоятельства. Во-первых, соотношение (14) справедливо даже тогда, когда M зависит от r. Во-вторых, как следует из наблюдений и уже отмечалось выше, функция A(r), отражающая законы изменения n и T с расстоянием от центра, меняется в небольших пределах, а при степенном виде функций n(r), T(r) вообще является константой. Пусть именно этот случай и реализуется. Воспользуемся тогда представлением r из (7) и подставим его в (14), принимая для $\Lambda(T)$ уже встречавшуюся ранее форму ($\mu = 0.5$):

$$\dot{M}_{\odot} = \frac{1.6 \mathfrak{M}_{44}^3 n_{-1}^2}{A_{\nu^3} T_7^{4.5}}.$$
(16)

Эдесь темп аккреции M_{\odot} приведен в единицах «масса Солнца год 1». Из (16) видно, что равновесный темп аккреции в сильной степени зависит и от гравитирующей массы, и от температуры газа. Соотношение (16) так же, как и (14), верно и тогда, когда M является произвольной функцией радиуса.

Поскольку при выводе соотношений (14), (16) использовалось уравнение гидростатического равновесия, необходимо на темп аккреции наложить огданичение сверху, вытекающее из требования о дозвуковом характере течения:

$$\dot{M}_{\odot} < 10^3 r_{10}^2 T_7^{0.5} n_{-1}.$$
 (17)

Вновь воспользовавшись представлением r из уравнения (7), а также соотношением (16), мы придем к уже полученному ранее неравенству (8a). Этот факт имеет простое объяснение. Дело в том, что соотношения (14) и (16) можно получить не из системы (9)—(11), а просто приравнивая характерное время охлаждения газа t_{el} ко времени, за которсе газ пройдет расстояние R_p — времени течения t_f . Равенство двух времен означает, что энергия, уносимая излучением, компенсируется внергией, приносимой газом с периферии. А так как течение должно быть медленным, то $t_f > t_d$, что эквивалентно (17). В то же время $t_f = t_{el} > t_d$, и это приводит нас к неравенству (8a).

Отметим некоторые свойства, присущие частному случаю — изотермическому течению. Из (10), (11) получим уравнение, описывающее скорость течения изотермического газа

$$v = -\frac{\Lambda(T) r^2 \rho}{G m_{\rm H}^2 \mathfrak{M}}.$$
 (18)

Используя уравнения (9) и (18), можно показать, что масса гравитирующего вещества галактики и плотность газа должны быть связаны соотношением пропорциональности

$$\mathfrak{M}(r) \propto \rho^2 r^4. \tag{19}$$

Предположим, что плотность газа меняется с расстоянием от центра по степенному закону. Тогда, как следует непосредственно из (7), масса галактики в изотермическом случае пропорциональна радиусу. Поэтому для плотности газа получим

$$p \propto r^{-1.5}$$
 (20)

Последнее соотношение пропорциональности выявляет однозначную связъ между температурой изотермического газа и функцией $\mathfrak{M}(r)$ $5r_{10}\mu^{-1} = \mathfrak{M}_{44}T_7^{-1}.$ (21)

Таким образом, для заданной температуры в случае степенной зависимости плотности газа от радиуса при постоянном темпе аккреции определен не только вид функциональной зависимости $\mathfrak{M}(r)$, но и абсолютное значение \mathfrak{M} для любого r.

Оценим, наконец, где должна лежать точка перехода из области дозвукового в область сверхзвукового течения в изотермическом случае. Для втого воспользуемся соотношением (18), а также выражением для скорости звука при $\mu = 1/2$... = $(10 \ k \ T/3 \ m_{\rm H})$. Подставляя вместо Λ (T) использованную ранее аппроксимацию, получим уравнение, связывающее между собой темп аккреции, температуру газа и величину массы галактики в звуковой точке

$$3 \cdot 10^{-3} \frac{\dot{M}_{\odot}}{T_{2}^{1.5}} = \mathfrak{M}_{44}(r_{s}). \qquad (22)$$

Из уравнения (22) видно, что даже при темпе аккреции 100 \mathfrak{M}_{\odot} год⁻¹ при $T_{7} = 1$ звуковая точка действительно расположена очень близкок центру галактики ($\mathfrak{M}(r_{s}) = 1.5 \cdot 10^{10} \mathfrak{M}_{\odot}$).

4. Результаты численных расчетов. Как уже отмечалось ранее, при интерпретации рентгеновского излучения от ближайших к нам сD-галактик, для которых пространственное разрешение позволяет построить функции T(r), p(r), темп аккреции получается зависящим от радиуса. Для объяснения пространственной переменности M привлекается идея о переходе определенной доли газа в звезды в результате действия тепловой и гравитационной неустойчивостей [11, 16]. Однако возможен и альтернативный вариант — зависимость M от радиуса связана с перераспределением массы газа в галактике. Именно такая нестационарная ситуация и исследуется в настоящей работе. Уравнения задачи, по которым производился расчет, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \qquad (23)$$

$$\dot{\rho}\frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{G\mathfrak{M}}{r^{*}}\rho, \qquad (24)$$

$$c_{\nu} \rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{P}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + c_{\nu} \rho v \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{P}{\rho} v \frac{\partial \rho}{\partial r} = -\Lambda (T) \left(\frac{\rho}{m_{\rm H}}\right)^2. \tag{25}$$

Основным физическим механизмом, определяющим эволюцию газа в такой модели, является высвечивание. В свою очередь высвечивание су-

щественным образом зависит от плотности газа. Поэтому, чем медленнее будет меняться со временем функция $\rho(r)$, тем дольше должна протянуться фаза медленной аккреции газа. Путем замены производных на отношение характерных величин в уравнениях (23) и (25) можно показать, что время изменения плотности t_{ρ} будет достаточно велико (порядка или больше t_{cl}), если выполняется неравенство $R_{\dot{M}} > R_{\rho}$, где $R_{\dot{M}}$ — характерный пространственный масштаб изменения темпа аккреции. Последнее неравенство накладывает довольно жесткие ограничения на функциональный вид v(r), которые не всегда выполняются.

Распределение массы в галактике вычислялось по двухкомпонентной модели для звездной плотности, предложенной авторами работы [11] при интерпретации наблюдательных данных по галактике М 87:

$$\rho_*(r) = \rho_{*1}(0) / [1 + (r/r_{c1})^2]^{\alpha_1} + \rho_{*2}(0) / [1 + (r/r_{c2})^2]^{\alpha_2}.$$
(26)

Раднус ядра первого компонента $r_{c1} = 100$ пк, второго $r_{c2} = 5$ кпк. Центральные плотности соответственно равны $5 \cdot 10^{-20}$ г см⁻³ и 3.8×10^{-23} г см⁻³, $\alpha_1 = 1.5$, $\alpha_2 = 1.3$. Вид функции $\mathfrak{M}(r)$ приведен на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость массы гравитирующего вещества галактики от расстояния. Крестиками обозначены значения правой части неравенства (8).

В качестве начального условия выбиралось гидростатическое распределение как изотермического, так и неизотермического газа. Центр первой расчетной ячейки соответствовал расстоянию от центра галактики 0.5 кпк, центр последней ячейки — расстоянию 100 кпк. Граничные условия на внешней границе сносились с предыдущего временного слоя. Использование метода конечных объемов, в котором внутренняя граница первой ячейки стянута в центр симметрии, позволило не фиксировать внутренние граничные условия, так как потоки массы, импульса и энергим через упомянутую границу равны нулю. Такой вариант расчета соответствует накоплению падающего на центр галактики вещества в непосредственно включающей центр области (первая ячейка). Естественно поэтому, что временной масштаб существования дозвукового течения будет определяться временем высвечивания в этой области.

Расчеты проводились по схеме Мак-Кормака [17]. Результаты расчетов приведены на рис. 2—4. Вычисления прекращаются тогда, когда начинается быстрый рост плотности газа в центре и сильное уменьшение температуры. Одновременно в центральной ячейке скорость течения приближается к звуковой. При втом критерий; полученный в разделе 2, нарушается. Это проиллюстрировано на рис. 1, где наряду с функцией $\mathfrak{M}(r)$ крестиками нанесены эначения правой части неравенства (8). Как следует из рисунка, в центральной ячейке условие дозвукового течения нарушено (значения правой части (8) приведены для последнего временного шага первого расчетного варианта — см. рис. 2—4). На рис. 2, 3 для трех различных вариантов показано изменение плотности и температуры газа со-



Рис. 2. Распределение концентрации газа в галактике для трех ресчетных вариантов. На последнем временном шаге lg f для расчетных вариантов 1, 2, 3 равен соответственно 8, 8.6, 8.4 (то же на рис. 3 и 4).

временем, причем сплошные линии соответствуют начальному виду функций T(r) и n(r), пунктирные — конечному. На рис. 4 изображены конечные распределения |v(r)| (сплошные линии) и M(r) (пунктирные линия) для всех трех расчетных вариантов.

Для изучения влияния выбранного граничного условия (накопление газа в первой ячейке) на временные рамки существования дозвуковых те-

ОБ ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ГАЛАКТИКАХ

чений был также произведен расчет следующего варианта. Доля массы газа M, (0 < $\lambda \le 1$), пересекающего границу между первой и второй ячейками, на каждом шаге по времени вычиталась из общей массы газа, находящегося в первой ячейке. Тем самым моделировался процесс конден-





сации определенной доли горячего газа в холодные облака в ближайшей к центру галактики окрестности. Расчеты показали, однако, что характерные времена существования дозвукового течения меняются при этом не-



Рис. 4. Зависимость скорости течения и темпа аккреции от расстояния для трех расчетных вариантов.

значительно по сравнению со случаем, когда $\lambda = 0$. Необходимо отметить, что на пути расчета более общего варианта течения с отрицательными источниками массы возникают большие неопределенности, связанные как с распределением этих источников по радиусу, так и с величиной доли газа, уходящего из течения.

487

5. Заключение. В настоящей работе были найдены условия существования в галактиках медленного охлаждающегося течения. В случае стационарной аккреции найдены некоторые закономерности изменения плотности и скорости газа в зависимости от величины массы галактики. Проведенные расчеты показали возможность существования нестационарных режимов течения, переходящих в конце концов в неустойчивое состояние с быстрым ростом плотности в центре. Очевидно подобные «срывы» в эволюции приводят к возникновению активности в ядрах галактик.

Все же следует отметить, что описанное в разделе 4 поведение газа не единственная возможность его аволюции. Большую роль могут играть источники энергии: вспышки сверхновых, частицы высоких энергий, а также процессы теплопроводности [18]. Именно их вклад, особенно на стадии возникновения относительно больших градиентов температуры, может стать решающим для энергетики газа в галактиках.

Ленныградский государственный учиверситет `

CONDITION OF THE EXISTENCE OF COOLING FLOW IN GALAXIES

E. V. VOLKOV

A criterion for the existence of subsonic spherical symmetrical flow of cooling gas in galaxies has been found. Some equations are given describing the behaviour of gas in the gravitational field of a galaxy in the framework of a stationary accretion model. The results of numerical calculations of a nonstationary accretion of gas on a cD galaxy are presented. The gas is initially in a hydrostatic equilibrium.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. L. Cowie, J. Binney, Astrophys. J., 215, 723, 1977.

2. A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 479, 1977.

3. S. M. Lea, R. Mushotzky, S. S. Holt, Astrophys. J., 262, 24, 1982.

4. C. R. Cantzares, G. W. Clark, J. G. Jernigan, T. H. Markert, Astrophys. J., 262, 33, 1982.

5. A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, J. Grindlay, Astrophys. J., 248, 47, 1981.

6. P. E. J. Nulsen, G. C. Stewart, A. C. Fabian, R. F. Mushotzky, S. S. Holt, W. H-M. Ku, D. F. Malin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 1089, 1982.

7. G. S. Stewart, A. C. Fabian, C. Jones, W. Forman, Astrophys. J., 285, 1, 1984.

8. P. E. J. Nulson, G. S. Stewart, A. C. Fablan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 208, 185, 1984.

'9. W. G. Mathews, J. N. Bregman, Astrophys. J., 224, 308, 1978.

ОБ ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ГАЛАКТИКАХ

10. Б. В. Комберг, Ин-т космич. исслед. АН СССР, Препр., № 539, 1979.

- 11. G. S. Stewart, C. R. Canizares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
- 12. D. Fabian; P. Gorenstein, Astrophys. J., 267, 535, 1983.
- 13. W. H. Tucker, R. Rosner, Astrophys. J., 267, 547, 1983.
- 14. W. G. Mathews, J. C. Baker, Astrophys. J., 170, 241, 1971.
- 15. C. R. Canizares, G. S. Stewart, A. C. Fabian, Astrophys. J., 272, 449, 1983.
- L. L. Cowie, A. C. Fabian, P. E. J. Nalsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, ~ 399, 1980.
- 17. П. Роуч, Вычислительная гидродинамика, М. 1980.
- 18. Е. В. Волков, Астрон. ж., 62, 450, 1985.