

УДК: 524.47

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ В КОРОНЕ ГИГАНТСКОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 6 марта 1990

Рассматривается эволюция газовых конденсаций в короне гигантской Е-галактики. Если масса конденсации достаточно велика, она должна двигаться к центру галактики. Как показали расчеты, в охлаждающемся газе возможно возникновение гравитационной неустойчивости на некотором расстоянии от центра галактики. Результатом такой неустойчивости может быть фрагментация конденсаций. Обсуждаются некоторые наблюдательные данные о распределении шаровых скоплений в коронах.

1. *Введение.* Вопрос о путях формирования системы шаровых скоплений (ШС) у гигантских эллиптических галактик до сих пор не решен. Эти системы отличаются от систем ШС у спиральных галактик в ряде отношений. В первую очередь обращает на себя внимание значительный избыток содержания ШС у многих гигантских галактик типов E, D [1—3]. Характерны также большая протяженность системы, неоднородность ШС по «металличности» [4]. Было высказано предположение об образовании ШС в протогалактическом облаке [5] в результате гравитационной неустойчивости составляющего его газа. С другой стороны, высказывалось мнение о гравитационной неустойчивости в текущем к массивной галактике межгалактическом газе (т. н. «охлаждающееся течение») как одной из причин, определяющих специфические черты системы ШС галактик типа cD [6]. Однако многие из особенностей систем не объясняются на основе этих предположений—в частности, значительная доля скоплений находится на большом расстоянии от центра галактики, где температура газа велика ($T \gtrsim 10^7$ K), а плотность его мала, и поэтому условия для развития в необходимых масштабах гравитационной неустойчивости неблагоприятны.

В недавнее время у многих гигантских эллиптических галактик были обнаружены обширные газовые короны [7]. Если в короне каким-либо путем возникает уплотнение, включающее в себя достаточно большую массу, то при определенных условиях оно должно стать гравитационно неустойчивым и может дать начало ШС [8]. В качестве одной из причин присут-

ствия конденсаций в короне можно предположить наличие «первичных» уплотнений (облаков) в той межгалактической среде, из которой образуется корона.

В данной статье указанный механизм образования ШС обсуждается более детально, чем в [8]. Сделаны некоторые выводы относительно массы образующихся шаровых скоплений и распределения их по расстоянию от центра галактики.

2. *Условия сохранения и эволюции конденсаций в короне галактики.* Горячие газовые короны галактик были обнаружены по испускаемому ими рентгеновскому излучению. По своей массе корона сравнима со всем звездным населением галактики, а у массивных галактик масса короны близка к полной массе звезд ($M_* \geq 10^{12} M_\odot$). Вопрос о том, за счет каких факторов газ короны удерживается от диссипации, пока не выяснен. Это может быть и действие скрытой массы, на порядок превышающей звездную, и давление межгалактической среды. Так или иначе, но корону считают находящейся в состоянии, близком к гидростатическому равновесию [9].

Модельные расчеты структуры квазистационарной короны показали [10], что распределение давления ($p(r)$) и концентрации атомов ($n(r)$) в ней могут быть аппроксимированы степенными функциями:

$$p(r) = p(r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^{k_1}; \quad n(r) = n(r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^{k_2}. \quad (1)$$

Это подтверждается и данными рентгеновских наблюдений [10]. Интервалы значений k_1 и k_2 следующие: $0.5 \leq k_1 \leq 1.0$; $1.0 \leq k_2 \leq 1.5$.

Концентрация атомов в газе на внешней границе короны ($r = R_{\text{кор}}$) находится из соотношения:

$$n(R_{\text{кор}}) = \frac{\frac{\mu}{m_H} (3 - k_2) M_{\text{кор}}}{4\pi R_{\text{кор}}^3}. \quad (2)$$

Для оценки концентрации и температуры газа в короне воспользуемся данными рентгеновских наблюдений галактики М 87 [11]. Для нее $R_{\text{кор}} \approx 200$ кпк, а масса приблизительно равна массе звезд, содержащихся в галактике $M_* \approx M_{\text{кор}}$. По абсолютной звездной величине $M_V = -22^m 38$ (при расстоянии до галактики 16 Мпк) имеем $M_* \approx 10^{12} M_\odot$. Если $M_{\text{кор}} = 10^{12} M_\odot$ и $k_2 = 1.5$, то по соотношению (2) получаем, что $n(R_{\text{кор}}) \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Величина температуры на внешней границе короны М 87 $T(R_{\text{кор}}) \approx 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ [11]. Можно полагать, что приведенные значения $n(R_{\text{кор}})$ и $T(R_{\text{кор}})$ характерны и для других галактик в настоящую эпоху.

При указанных значениях T и n время высвечивания превосходит хаббловское, и поэтому в предположении однородности газа короны (при отсутствии начальных конденсаций) вблизи периферии не может возникнуть и развиваться тепловая неустойчивость. Ближе к центру (на расстояниях $r \lesssim \frac{R_{\text{кор}}}{2}$) тепловая неустойчивость возможна.

Если размер области повышенной плотности (и, соответственно, пониженной температуры) недостаточно велик, то в результате прогрева окружающим газом плотность выравнивается и конденсация исчезнет. Оценим расстояние R_c , на которое распространяется тепло в конденсации за характерное время ее охлаждения (высвечивания) t_c . При достаточно высокой температуре газа в конденсации ($T_k \gtrsim 10^4 \text{ K}$) функция высвечивания $\propto T_k^{-0.5}$ и поэтому, согласно [12],

$$t_c \approx \frac{10^{-21} T_k^{3/2}}{f_k}. \quad (3)$$

Величина R_c оценивается из соотношения

$$R_c \approx \sqrt{2\chi_k t_c}, \quad (4)$$

где $\chi_k = \frac{x_k}{\rho_k c_p}$ — коэффициент температуропроводности.

Приняв для коэффициента теплопроводности x_k выражение

$$x_k = 6 \cdot 10^{-7} T_k^{5/2}, \quad (5)$$

пригодное в условиях, существующих в коронах галактик, из (3)—(5) имеем:

$$R_c \approx 6 \cdot 10^4 \frac{T_k^2}{n_k}. \quad (6)$$

Для того, чтобы конденсацию было допустимо рассматривать как единый эволюционирующий объект, приблизительно сферической формы и однородный по плотности и температуре, изменение параметров газа во всем его объеме должно происходить более или менее синхронно. Соответственно размер конденсации должен быть гораздо меньшим, чем величина R_c , равная

$$R_s = c_0 t_c. \quad (7)$$

Здесь через c_0 обозначена скорость звука в конденсации. Используя (3) и известное выражение для c_0 , получаем

$$R_* \approx 3 \cdot 10^6 \frac{T_k^2}{n_k} \quad (8)$$

Пределы, между которыми должна находиться величина массы конденсации $\mathcal{M}_k = \frac{4}{3} \pi R_k^3 \rho_k$ для того, чтобы возмущение могло в дальнейшем эволюционировать (уплотняться), устанавливаются при посредстве (6) и (3),

$$2 \cdot 10^{-9} \frac{T_k^6}{n_k^2} \ll \mathcal{M}_k \ll 2 \cdot 10^{-4} \frac{T_k^6}{n_k^2} \quad (9)$$

Заметим, что правое неравенство должно быть очень сильным — преобладание не менее, чем на полтора-два порядка.

Применим (9) для оценки возможной массы конденсации, находящейся на некотором среднем уровне в короне, скажем, при $r = 75$ кпк. Приняв указанные выше величины $T(R_{\text{кор}})$ и $n(R_{\text{кор}})$ и положив $k_1 = 1$ и $k_2 = 1.5$, для конденсации, в которой $T_k = \frac{1}{2} T(75)$ и $n_k = 2 n(75)$, находим

$$10^5 \ll \frac{\mathcal{M}_k}{\mathcal{M}_\odot} \ll 10^{10} \quad (10)$$

Величины $\mathcal{M}_k$, соответствующие массам шаровых скоплений $\mathcal{M}_{\text{шс}} \gtrsim 10^5 \mathcal{M}_\odot$, этим неравенствам удовлетворяют. На существенно более глубоком уровне, например, при $r = 25$ кпк,

$$10^2 \ll \frac{\mathcal{M}_k}{\mathcal{M}_\odot} \ll 10^7 \quad (11)$$

и, следовательно, значение $\mathcal{M}_k$ меньше, чем величина массы типичных ШС. Таким образом, «выжить» и эволюционировать как целое могут только те из конденсаций, которые находятся не слишком близко к центру галактики, но при этом и не на периферии короны — на уровнях $30 \lesssim r \lesssim 100$ кпк.

В следующем разделе рассматриваются изменения температуры и плотности в конденсации при ее перемещении в глубь короны.

3. Движение конденсации в короне галактики. Плотность в эволюционирующей конденсации больше, чем в окружающей ее среде, и поэтому она должна смещаться по направлению к центру галактики. Если считать конденсацию однородным по плотности (ρ_k) и температуре (T_k) шаром, то скорость ее движения определяется уравнением

$$\left[1 + \frac{2}{T_k} \frac{T(r)}{r} \right] \frac{dv_k}{dt} = 2 \left[\frac{T(r)}{T_k} - 1 \right] \frac{1}{\rho(r)} \frac{dp(r)}{dr} - \frac{3}{4} c_x v_k^2, \quad (11)$$

где c_x — коэффициент сопротивления среды (порядка единицы) и также принято, что величина давления внутри конденсации и снаружи нее одинакова, то есть $p_k(r) = p(r)$. Отсюда следует соотношение:

$$\frac{T(r)}{T_k(r)} = \frac{\rho_k(r)}{\rho(r)} > 1. \quad (12)$$

Значение скорости установившегося движения $\bar{v}_k$ (соответствующего условию $\frac{dv_k}{dt} = 0$) достигается за время, равное по порядку величины времени прохождения конденсацией пути длиной R_k . Из (11) получается следующее значение $|\bar{v}_k|$:

$$|\bar{v}_k| \approx 1.6 \sqrt{\frac{R_k}{r^2} G M_{\text{гала}} \left(\frac{\rho_k}{\rho(r)} - 1 \right)}. \quad (13)$$

Это выражение может быть записано в виде:

$$|\bar{v}_k| \approx 1.6 \sqrt{\frac{R_k}{r} \left| \frac{\rho_k}{\rho(r)} - 1 \right|} v_{\text{кспл}}(r). \quad (13')$$

Соотношение (13') можно использовать, пока выполняется условие $\frac{R_k}{r} \frac{\rho_k}{\rho(r)} \lesssim 1$. Так как $\rho_k \propto R_k^{-3}$, то $|\bar{v}_k| \propto R_k^{-1} v_{\text{кспл}}(r)$. При сжатии конденсации и достижении достаточно малого значения R_k движение должно происходить в режиме свободного падения на галактику. Если момент количества движения конденсации относительно центра галактики отличен от нуля, она должна обращаться вокруг центра галактики.

Во время движения конденсация теряет свою внутреннюю энергию путем ее высвечивания, а плотность газа возрастает. Одновременно газ нагревается под действием давления извне. Кроме того, конденсация может нагреваться излучением окружающего ее более горячего газа. Можно показать, что при $T \gtrsim 10^8$ К по эффективности нагрев за счет указанных факторов значительно уступает потерям энергии вследствие излучения. Уравнение, определяющее скорость падения температуры в конденсации, записывается в виде [12]:

$$\frac{dT_k}{dt} = -\sigma_0 \rho_k F(T_k), \quad (14)$$

где $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ г}^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^3 \text{ К}$.

При известной функции $F(T_k)$, приняв во внимание (1) и (12), а также уравнение состояния газа, из соотношения (14), записанного в виде

$$v_k \frac{dT_k}{dr} = -\sigma_0 \rho_k F(T_k), \quad (15)$$

можно найти зависимость температуры T_k от расстояния конденсации до центра r_k :

$$T_k = \varphi(r_k, r_0, T^{(0)}, p^{(0)}, T_k^{(0)}, \mathfrak{M}_k, \mathfrak{M}_{\text{гала}}, k_1, k_2). \quad (16)$$

Здесь r_0 — начальное расстояние конденсации от центра галактики, $T^{(0)}$ и $p^{(0)}$ — значения температуры и давления газа в короне на уровне r_0 соответственно и $T_k^{(0)}$ — величина температуры в конденсации в начальный момент.

Вместе с уменьшением температуры в конденсации сокращается и ее радиус R_k , зависящий от тех же параметров, что и T_k . При некотором значении $r_k = r_J$, когда джинсовская длина волны сравнивается с R_k , в конденсации может возникнуть гравитационная неустойчивость. Для определения величины r_J , учитывая известное выражение критической длины волны, получаем следующее уравнение:

$$R_k[r_J, r_0, \rho_k(r_J), T^{(0)}, p^{(0)}, T_k^{(0)}, \mathfrak{M}_k, \mathfrak{M}_{\text{гала}}, k_1, k_2] = \left[\frac{\gamma R^*}{\pi^{1/2} G} \frac{T_k(r_J)}{\rho_k(r_J)} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Конденсация может превратиться в шаровое скопление, если при $\mathfrak{M}_k = \mathfrak{M}_{\text{шс}}$ значение r_J оказывается в интервале $(R_{\text{гала}}, r_0)$, где через $R_{\text{гала}}$ обозначена величина радиуса галактики.

В процессе развития гравитационной неустойчивости условие равенства внутреннего и внешнего давлений может нарушиться и это должно сказаться на характере процесса, который вначале представляет собой коллапс конденсации. Что же касается значения r_J , то оно не должно существенно зависеть от наличия внешнего давления, поскольку предполагается его компенсация внутренним и, во всяком случае, при учете внешнего давления значение r_J может только увеличиться.

Расчеты величины r_J выполнялись при различных значениях параметров, от которых зависит ρ_k , с использованием функции высвечивания, приведенной в [13]. Для значений температуры $T_k < 10^4$ К использовались различные предположения о характере высвечивания, и оказалось, что они практически не оказываются на значении r_J .

В результате расчетов выяснилось, что при $\mathfrak{M}_k \gtrsim 10^6 \mathfrak{M}_{\odot}$ значение $\frac{r_J}{r_0}$ сильно зависит от принятой величины отношения $T_k^{(0)}/T_0$, а за-

висимость от других параметров сравнительно слабая. Если $T_k^{(0)}/T^0 \gtrsim 0.5$, то значение r_j не попадает в интервал $(R_{\text{гала}}, r_0)$ даже при $r_0 = 0.5 R_{\text{кор}}$, не говоря о меньших r_0 . Если же $T_k^{(0)}/T^0 \leq 0.3$, то $\frac{r_j}{r_0} \gtrsim 0.7$ и $T_k(r_j) \approx 3 \cdot 10^8$ К. Таким образом, для величины $T_k(r_j)$ получаются значения, при которых естественно ожидать наступления гравитационной неустойчивости, и возникновение в коронах эллиптических галактик гравитационно неустойчивых образований, по массе соответствующих ШС, представляется вполне возможным.

4. *Заключительные замечания.* Вопрос о том, реализуется ли обсуждавшийся механизм образования шаровых скоплений в коронах галактик, может быть решен только путем анализа наблюдательных данных. Пространственное распределение ШС, возникающих в охлаждающем течении, должно быть иным, чем для скоплений, образующихся путем уплотнения существующих в короне конденсаций. Как отмечалось выше, условия для наступления гравитационной неустойчивости благоприятны лишь в самых внутренних областях аккреционного потока — там, где температура достаточно низкая. Если в охлаждающем течении и формируются ШС, то они должны концентрироваться на малых расстояниях от центра галактики. Образование же ШС в результате эволюции конденсаций возможно только в более внешних областях короны и поэтому преобладающая доля скоплений должна располагаться достаточно далеко от центра галактики — на расстояниях $r \gtrsim 0.3 R_{\text{кор}}$.

В галактике М 87, как и подобных ей, поверхностная концентрация ШС $\sigma(r)$ при $r \gtrsim 25$ кпк убывает с расстоянием гораздо медленнее, чем поверхностная яркость звездного гало [14]. Это особенно заметно при $r \gtrsim 0.2 R_{\text{кор}} \approx 40$ кпк. Начиная с $r \approx 100$ кпк происходит значительный спад величины $\sigma(r)$ и для $r \gtrsim 0.6 R_{\text{кор}} \approx 120$ кпк $\sigma(r) \approx 0$. Хотя радиус системы ШС больше, чем размер звездного гало, но он меньше радиуса газовой горячей короны. Если полагать, что в области $0.2 \lesssim \frac{r}{R_{\text{кор}}} \lesssim 0.6$ большую долю ШС в системы составляют скопления, образующиеся в результате эволюции возмущений плотности газа, то имеем согласие проведенных выше оценок для области их образования с данными наблюдений.

Для того, чтобы найти теоретически распределение по массам ШС, возникающих из газовых конденсаций, нужно знать начальную функцию распределения по массам таких конденсаций. Эта функция неизвестна, но естественно предполагать, что вероятность существования газовой конденса-

ции данной массы тем меньше, чем больше масса. Если аппроксимировать функцию масс степенной зависимостью

$$f(M) dM = A M^{-\gamma} dM, \quad (17)$$

где $f(M) dM$ — число конденсаций с массой в интервале от M до $M + dM$, то можно найти среднее значение массы. Приняв, без достаточного пока обоснования, но по аналогии со спектром масс межзвездных облаков в Галактике, $\gamma = \frac{3}{2}$ и интервал значений массы $[M_{\min}, M_{\max}]$, для средней величины массы получаем выражение ($M_{\min} \ll M_{\max}$):

$$\langle M \rangle \approx \sqrt{M_{\min} M_{\max}}. \quad (18)$$

Используя неравенства (10), из (18) находим, что для ШС в галактике М 87 среднее значение массы должно составлять $(10^6 + 5 \cdot 10^6) M_{\odot}$ в зависимости от величины r .

Согласно [3], абсолютные величины ШС в М 87 группируются около значения $M_B \simeq -7^m$ (заметим, что в Галактике ШС в среднем существенно ярче). Отсюда получается, что массы их группируются около величины $10^8 M_{\odot}$, а среднее значение массы близко к $2 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Это соответствует оценке, полученной из (18), и такое соответствие является дополнительным аргументом в пользу предлагаемой в данной работе точки зрения о возможности происхождения ШС в коронах гигантских эллиптических галактик из газовых конденсаций. По-видимому, такую возможность следует учитывать при исследованиях структуры систем ШС.

Надо иметь в виду, что в эпоху образования ШС свойства газовой короны галактики могли быть иными, чем в настоящее время. Это может сказаться на численных оценках, но вряд ли сделает рассмотренный механизм образования ШС неэффективным.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBLE WAY OF GLOBULAR CLUSTER FORMATION IN CORONAE OF GIANT ELLIPTICAL GALAXIES

V. G. GORBATSKY

The evolution of gaseous condensations in the corona of giant E galaxy is considered. The condensation must move to the galaxy centre if its mass is great enough. As the calculations have shown Jeans instability in the cooling gas becomes possible of some distance from the galaxy centre. The fragmentation of the condensation to stars may be the result of such instability. Some observational data on the distribution of globular clusters in coronae are discussed in this context.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. E. White III*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 227, 185, 1985.
2. *W. E. Harris*, Astrophys. J., 315, L 29, 1987.
3. *W. E. Harris*, Astron. J., 91, 822, 1985.
4. *S. van den Bergh*, Astrophys. and Space Sci., 118, 435, 1986.
5. *M. Fahl, M. Rees*, Astrophys. J., 298, 18, 1985.
6. *A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, C. R. Cantzares*, Nature, 310, 733, 1984.
7. *M. Forman, C. Jones, W. Tucker*, Astrophys. J., 283, 102, 1985.
8. *В. Г. Горбацкий*, Астрон. циркуляр, № 1534, 5, 1988.
9. *В. Г. Берман, А. А. Сучков*, Письма в Астрон. ж., 13, 843, 1987.
10. *Е. В. Волков*, Астрофизика, 24, 477, 1986.
11. *G. C. Stewart, C. R. Cantzares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, Astrophys. J., 273, 536, 1984.
12. *В. Г. Горбацкий*, Вестн. ЛГУ, № 19, 112, 1962.
13. *J. C. Raymond, D. P. Cox, B. W. Smith*, Astrophys. J., 204, 290, 1976.
14. *C. Crillmair, Ch. Pitchet, S. van den Bergh*, Astron. J., 91, 1328, 1986..