

УДК: 524.52:524.78

СЖАТИЕ ГАЗОВОГО ОБЛАКА ДАВЛЕНИЕМ  
МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Н. Я. СОТНИКОВА

Поступила 30 октября 1985

Принята к печати 20 февраля 1986

Показано, что эволюция межзвездного газового облака, попавшего в пространство между галактиками, существенно зависит от давления горячей межгалактической среды. Если разница между давлением облака  $P_0$  и окружающего его горячего газа  $P_{ext}$  велика ( $P_{ext}/P_0 \sim 10$ ), то облака в широком интервале масс и температур неограниченно сжимаются под действием внешнего давления, превращаясь в дальнейшем в звезды. Для умеренного скачка давления ( $P_{ext}/P_0 \sim 3$ ) в зависимости от мощности источника нагрева найдено, при каких значениях параметров облака сохраняют свою индивидуальность.

1. *Введение.* К настоящему времени богатый и разнообразный наблюдательный материал, относящийся к двойным и взаимодействующим галактикам, очень мало использован в теоретических исследованиях. Особенно важным для физики двойных галактик и совершенно не исследованным с теоретической точки зрения является процесс обмена веществом между галактиками. Не изучив этот процесс, нельзя понять особенности звездообразования в парах галактик, степень активности их ядер, и вообще эволюцию двойных галактик [1]. Первым шагом в решении подобной задачи является ответ на вопрос, в какой форме происходит обмен веществом.

В двойных галактиках вещество от одной галактики к другой может перетекать как в виде звезд, так и в форме газа. Присутствие нейтрального водорода в окрестностях двойных и взаимодействующих галактик подтверждается наблюдениями [2, 3]. Поскольку в Галактике газ содержится, главным образом, в виде отдельных облаков, то можно считать, что и в двойных галактиках имеются облака нейтрального водорода.

Эволюция облака, попавшего в пространство между галактиками, зависит от физических условий в межгалактической среде. На периферии галактик, а тем более в межгалактической среде, эти условия резко отличаются от условий внутри галактики. Поэтому в таком облаке, во-первых, нарушается условие равновесия по давлению, во-вторых, нарушается тепло-

вое равновесие облака, поскольку изменяются источники нагрева и, наконец, может быть существенным контакт облака с горячей межгалактической средой.

Простая оценка показывает, что давление в межгалактическом газе выше, чем давление в облаке. Действительно, если для концентрации частиц среды вне галактики принять значение  $n_{\text{МГ}} \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ , для температуры  $T_{\text{МГ}} \approx 10^7 \text{ К}$ , а для концентрации и температуры в облаке значения  $n_0 \approx 10 - 100 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_0 \approx 30 - 50 \text{ К}$ , то отношение давлений  $P_{\text{МГ}}/P_0 \sim 10$ . Следовательно, внешнее давление является важным фактором, определяющим судьбу облака, находящегося в пространстве между галактиками. Изменение параметров холодного облака вследствие контакта с горячим газом занимает, как можно показать, больше времени ( $t_{\text{Г}}$ ), чем изменение состояния под действием внешнего давления (характерное время  $t_{\text{вд}}$ ).

Поскольку  $P_{\text{МГ}}/P_0 \sim 10$ , то границу сжимающегося облака можно рассматривать как фронт ударной волны и, считая волну стационарной, получить оценку времени  $t_{\text{вд}}$ :

$$t_{\text{вд}} = \frac{R_0}{D} = \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{R_0}{\sqrt{P_0/\rho_0}} \sqrt{\frac{P_0}{P_{\text{МГ}}}} \quad (1)$$

$R_0$ ,  $\rho_0$  — радиус и плотность облака,  $D$  — скорость волны. При  $R_0 = 5 \text{ пк}$ ,  $\rho_0 = 20 \text{ см}^{-3}$ ,  $P_{\text{МГ}}/P_0 = 10$  получаем  $t_{\text{вд}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ лет}$ . Время  $t_{\text{Г}}$  можно оценить, следуя работе [4]. Оно оказывается равным  $\sim 10^7 \text{ лет}$ . Из сравнения времен  $t_{\text{вд}}$  и  $t_{\text{Г}}$  следует, что влияние внешнего давления и горячего газа на эволюцию облака можно исследовать независимо.

В данной работе производится оценка действия давления межгалактической среды на сжатие газового облака.

2. Устойчивость газового облака, находящегося под действием внешнего давления. Задача об устойчивости однородного изотермического шара, состоящего из идеального газа, на который действует постоянное внешнее давление, была рассмотрена в 1957 г. [5]. В этой работе на основании теоремы вириала была найдена следующая зависимость внешнего давления  $P_{\text{ext}}$  от радиуса облака  $R$  при фиксированных значениях температуры  $T$ , массы  $\mathfrak{M}$  облака и молекулярного веса  $\mu$ :

$$P_{\text{ext}} = \frac{3\mathfrak{M}kT}{4\pi\mu m_{\text{H}} R^3} - \frac{3G\mathfrak{M}^2}{20\pi R^4} \quad (2)$$

Эта зависимость представлена на рис. 1. Из рис. 1 видно, что существует критическое значение внешнего давления  $P_{\text{ext c}}$ , выше которого облако

любого размера должно неограниченно сжиматься. Этому значению  $P_{ext, c}$  соответствует критическое значение радиуса  $R_c$ . Решения, для которых  $P_{ext}$  уменьшается с уменьшением  $R$ , неустойчивы. Для устойчивости необходимо выполнение двух условий:  $P_{ext} \leq P_{ext, c}$  и  $R \geq R_c$ , где

$$\frac{P_{ext, c}}{k} = 1.4 \cdot 10^5 \frac{1}{\mu^4} \left( \frac{200 M_{\odot}}{M} \right)^2 \left( \frac{T}{50 k} \right)^4 \text{ К см}^{-3}, \quad (3)$$

$$R_c = 0.56 \mu \left( \frac{M}{200 M_{\odot}} \right) \left( \frac{50 k}{T} \right) \text{ пк}. \quad (4)$$

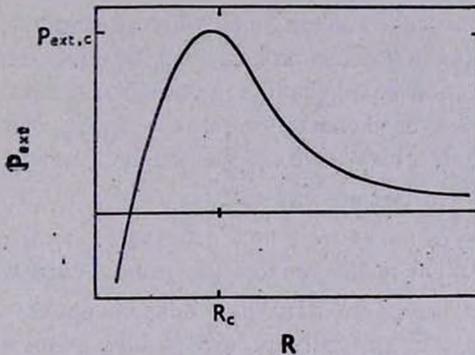


Рис. 1. Зависимость внешнего давления  $P_{ext}$ , необходимого для устойчивости однородного газового шара, от радиуса шара  $R$ .

Давление межгалактической среды  $P_{MG}/k$  при  $n_{MG} \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{MG} \approx 10^7 \text{ К}$  равно  $10^4 \text{ К см}^{-3}$ , а следовательно, для облаков с  $T_0 \approx 50 \text{ К}$  и массами  $M \approx 200 M_{\odot}$ ,  $P_{MG} < P_{ext, c}$  и  $R_c \approx 0.6 \text{ пк}$ . Таким образом, межзвездные облака с типичными размерами  $R = 5 \text{ пк}$  оказываются устойчивыми по отношению к сжатию внешним давлением при условии неизменности температуры облака в процессе сжатия. Однако облако, попавшее в горячую межгалактическую среду, не находится в состоянии теплового равновесия. Факторы, приводящие к охлаждению облака, не зависят от того, где оно находится: внутри галактики или в пространстве между галактиками, поскольку они определяются только его плотностью и химическим составом. Источники же нагрева связаны с внешними факторами и, по-видимому, нагрев в межгалактической среде осуществляется, главным образом, мягким рентгеновским излучением горячего газа с температурой  $3 \cdot 10^8 - 10^7 \text{ К}$  [6]. Поэтому процесс сжатия облака внешним давлением необходимо рассматривать, принимая во внимание изменение энергетического состояния облака, то есть помимо уравнения движения использовать и уравнение энергии.

Такая задача рассматривалась в работе [13] в связи с изучением поведения межзвездных облаков, проходящих через фронт ударной волны. В этой работе исследовалась эволюция изотермических сферически-симметричных облаков с произвольной функцией охлаждения при изменяющемся внешнем давлении и сформулированы условия, при которых облака начинают сжиматься под действием самогравитации. При этом предполагалось, что облака находятся в квазигидростатическом равновесии.

На поведение облаков, попавших в межгалактическую среду, существенное влияние оказывает нагрев внешними источниками, кроме того, необходимым становится предположение о гидростатическом равновесии облаков. Эти факты учитываются в данной работе.

3. *Сжатие сферического облака внешним давлением.* В соответствии со сказанным выше, для исследования сжатия облака необходимо получить решение нестационарной нелинейной задачи газодинамики, что очень трудно. Задача существенно упрощается, если считать сжимающееся облако остающимся в процессе сжатия однородным по температуре и плотности.

Предположим, что сферически-симметричное облако массы  $\mathcal{M}$ , с начальным радиусом  $R_0$  находится под действием постоянного во времени внешнего давления. Такое предположение имеет смысл, если характерное время  $t_p$  изменения внешнего давления больше времени  $t_s$  распространения звука по облаку. Если принять, что радиус облака  $R_0 = 5$  пк, температура  $T_0 = 50$  К, то  $t_s = \frac{R_0}{v_s} = R_0 \sqrt{\frac{\mu m_H}{\gamma k T_0}} = 6.0 \cdot 10^8$  лет, где  $v_s$  — скорость звука,  $\mu = 1$  — средний молекулярный вес,  $\gamma = 5/3$ . Время  $t_p$  можно оценить следующим образом:  $t_p = r/v$ , где  $r$  — средний размер галактики,  $v$  — скорость, с которой облако вылетает из галактики. При  $r = 15$  кпк,  $v = 100$  км/с получаем  $t_p = 4.5 \cdot 10^8$  лет. Таким образом,  $t_p \gg t_s$ , и предположение о постоянстве внешнего давления оказывается справедливым.

Будем считать также, что температура  $T$  и плотность  $\rho$  в начальный момент времени одинаковы в каждой точке облака, и в дальнейшем сжатие сохраняет однородность распределения  $T$  и  $\rho$ , т. е.  $T = T(t)$ ,  $\rho = \rho(t) \propto R^{-3}(t)$ , где  $R$  — радиус облака.

После интегрирования уравнения движения по объему облака  $V(t) = \frac{4\pi}{3} R^3(t)$  получается следующее уравнение:

$$\frac{3}{5} \mathcal{M} R \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{3 \mathcal{M} k T}{\mu m_H} - 4\pi R^3 P_{\text{ext}} - \frac{3}{5} \frac{G \mathcal{M}^2}{R}, \quad (5)$$

где  $\mu$  — молекулярный вес.

Уравнение энергии для одноатомного идеального газа (т. е.  $\gamma = 5/3$ ) преобразуется к виду:

$$\frac{1}{2R^2} \frac{d}{dt} \left( \frac{3\pi R k T}{\mu m_H} R^2 \right) = \int_{V(t)} (\Gamma - \Lambda) dV, \quad (6)$$

где  $\Gamma$  — функция нагрева,  $\Lambda$  — функция охлаждения, рассчитанные на единицу объема. Система (5)—(6) решается при таких начальных условиях:

$$T = T_0, \quad R = R_0, \quad t = 0. \quad (7)$$

4. Охлаждение и нагрев облака. Функция охлаждения облака нейтрального водорода определяется внутренними факторами. При  $T < 10^4$  К основной вклад в функцию охлаждения принадлежит тяжелым элементам. При низких температурах ( $T < 50$  К) и небольших плотностях ( $n < < 200 \text{ см}^{-3}$ ) основной механизм охлаждения — ударное возбуждение атомами Н и электронами сверхтонкой структуры основного состояния  $C^+$  с последующим излучением энергии в далекой ИК-области [7]. При этом можно считать, что весь углерод находится в ионизованном состоянии. Функция охлаждения, обусловленного высвечиванием на ионах,  $C^+$  определяется следующим образом [8]:

$$\Lambda(C^+) = 10^{-23} n^2(H) \frac{n(C^+)}{n(H)} \left( 1.77 + \frac{6.67 \cdot 10^3 x}{T} \right) \exp(-92/T), \quad (8)$$

где  $x = \frac{n_e}{n(H)}$ .

При более высоких температурах становится существенным охлаждение на кислороде [9]:

$$\Lambda(O) = 10^{-24} n^2(H) \frac{n(O)}{n(H)} T^{0.33} [6.43 \exp(-228/T) + 3.7 \cdot 10^{-3} x \exp(-326/T)]. \quad (9)$$

При  $T > 4000$  К доминирует охлаждение в линии  $L_\alpha$  водорода [10]:

$$\Lambda(H) = 7.3 \cdot 10^{-19} x \cdot n^2(H) \exp(-118400/T). \quad (10)$$

Мягкое диффузное рентгеновское излучение является эффективным источником нагрева нейтрального водорода [6], и для облаков, попавших в горячую среду с температурой  $T \sim 3 \cdot 10^8 - 10^7$  К, этот механизм можно считать основным.

Покажем, что мягкое рентгеновское излучение можно рассматривать как объемный источник нагрева. Действительно, коэффициент поглоще-

ния  $x_x$ -квантов с энергией 0.1—10 кэВ при фотоэффекте на атомах межзвездной среды [11]:

$$\begin{cases} x_x = 0.185 \left( \frac{0.1 \text{ кэВ}}{E} \right)^3 n(\text{H}) \text{пк}^{-1}, & 0.1 \text{ кэВ} \leq E \leq 0.53 \text{ кэВ}, \\ x_x = 6.2 \cdot 10^{-4} \left( \frac{1 \text{ кэВ}}{E} \right)^{2.5} n(\text{H}) \text{пк}^{-1}, & 0.53 \text{ кэВ} \leq E \leq 10 \text{ кэВ}, \end{cases} \quad (11)$$

где  $E$  — энергия поглощаемого кванта.

Длина свободного пробега  $l_x$  рентгеновского кванта в нейтральном водороде (т. е. расстояние, на котором оптическая толщина  $\tau_x = 1$ ) равна  $1/x_x$ . В табл. 1 представлены значения  $l_x$  в зависимости от энергии кванта  $E$ .

Таблица 1

ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

$E$ (кэВ)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$l_x$ (пк)	0.27	2.2	7.3	17	34

Видно, что для облаков с радиусами  $R < 10$  пак кванты с энергией  $E < < 300$  эВ ионизуют и нагревают газ по всему объему облака. Следует заметить, что максимум рентгеновского излучения газа с температурой  $T \simeq 3 \cdot 10^6$  К как раз находится в области энергий  $\sim 300$  эВ.

Будем считать, что рентгеновское излучение интенсивности  $I_x$ , падающее на поверхность облака, полностью поглощается ( $x_x R > 1$ ). В расчете на единичную площадку за единицу времени поглощается энергия  $\pi I_x$ , все облако поглощает —  $\pi I_x 4\pi R^2$ , единичный объем —  $\frac{\pi I_x 4\pi R^2}{4\pi/3R^3} = \frac{3\pi I_x}{R}$  или  $\frac{3\rho_x c}{2R}$ , где  $\rho_x$  — плотность рентгеновского излучения,  $c$  — скорость света. Если через  $q$  обозначить долю энергии, идущую непосредственно на нагрев газа, то функцию нагрева  $\Gamma$  можно выразить следующим образом:

$$\Gamma = \frac{3}{2} q \rho_x c \frac{1}{R}. \quad (12)$$

Плотность мягкого рентгеновского излучения в гало Галактики составляет  $10^{-4}$  эВ/см<sup>3</sup> [12]. Тогда  $\Gamma = 3 \cdot 10^{-13} q (5 \text{ пак}/R) \text{ эВ}/\text{см}^3 \text{ с}$ . Выражение для члена, учитывающего нагрев в уравнении энергии (6), имеет следующий вид:

$$\int_{V(t)} \Gamma dV = 2\pi q \rho_x c R^2. \quad (13)$$

Результаты численного решения системы (5) и (6) при учете (9), (10) и (13) приводятся в следующем разделе.

5. Основные результаты. Система уравнений (5)—(6) записывается в безразмерном виде:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{d\tau^2} = \frac{\theta}{x} - a_1 x^2 - \frac{a_2}{x^2}, \\ \frac{d}{d\tau} (\theta x^2) = c_1 x^4 - c_2 \frac{l(\theta)}{x}, \end{cases} \quad (14)$$

где  $x = \frac{R}{R_0}$  и  $\theta = \frac{T}{T_0}$  — безразмерный радиус и температура, а  $R_0$ ,  $T_0$  — начальные значения радиуса и температуры. Безразмерное время  $\tau$  определяется соотношением:  $\tau = t/t_*$ , где

$$t_* = \frac{R_0}{\sqrt{5P_0/\rho_0}} = \sqrt{\frac{\mu m_H}{5k}} \frac{R_0}{\sqrt{T_0}} = 3.6 \cdot 10^6 \frac{R_0/5 \text{ пк}}{\sqrt{T_0/50 \text{ К}}} \text{ лет}, \quad (15)$$

$\rho_0$ ,  $P_0$  — начальные значения плотности и давления в облаке. Из (15) видно, что  $t_*$  представляет собой время пересечения облака звуковой волной.

Коэффициенты системы (14) выражаются через параметры облака  $P_0$ ,  $R_0$ ,  $T_0$ ,  $\mu$  и межгалактической среды:

$$\begin{aligned} a_1 &= P_{\text{ext}}/P_0, \\ a_2 &= \frac{20\pi}{3} Gk \left(\frac{\mu m_H}{5k}\right)^2 \left(\frac{R_0}{T_0}\right)^2 P_0/k = 0.1079 \mu^2 \left(\frac{r_0}{u_0}\right)^2 \rho_0, \\ c_1 &= q \rho_x c \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\mu m_H}{5k}} \frac{1}{\sqrt{T_0}} \frac{1}{P_0/k} = 242.4 q \mu \frac{1}{\sqrt{u_0} \rho_0}, \\ c_2 &= \frac{2}{3} \cdot 10^{-27} \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\mu m_H}{5k}} \frac{R_0}{T_0^{5/2}} P_0/k = 207.6 \frac{r_0 \rho_0}{u_0^{5/2}}, \end{aligned} \quad (16)$$

через  $\rho_0$ ,  $r_0$ ,  $u_0$  обозначены следующие величины:  $\rho_0 = \frac{P_0/k}{20 \text{ см}^{-3} \cdot 50 \text{ К}}$ ,  $r_0 = R_0/5$  пк,  $u_0 = T/50$  К. Функция  $l(\theta)$  — безразмерная функция высвечивания, в которой учитывается охлаждение на ионизованном углеороде, кислороде, а при температурах  $> 4000$  К — на атомах водорода в линии  $L_\alpha$ ; химический состав облака считается соответствующим.

среднему космическому ( $n(C^+)/n(H) = 4.0 \cdot 10^{-4}$ ,  $n(O)/n(H) = 6.3 \times 10^{-4}$ ).

Начальные условия записываются в виде:

$$x = 1, \quad \frac{dx}{d\tau} = 0, \quad \theta = 1, \quad \text{при } \tau = 0. \quad (17)$$

Система уравнений (14) решалась численно при начальных условиях (17) и следующих значениях параметров:  $\alpha_1 = 3, 5, 10$ ;  $\mu = 1$ ,  $p_0 = 1$ ;  $u_0 = 1, 1.5, 2$ ;  $r_0 = 0.3, 0.5, 1$  — при начальной концентрации  $n_0 = 20 \text{ см}^{-3}$  это соответствует массе облака, равной  $7 M_\odot$ ,  $28 M_\odot$  и  $225 M_\odot$ . Результаты расчетов представлены на рис. 2, 3.

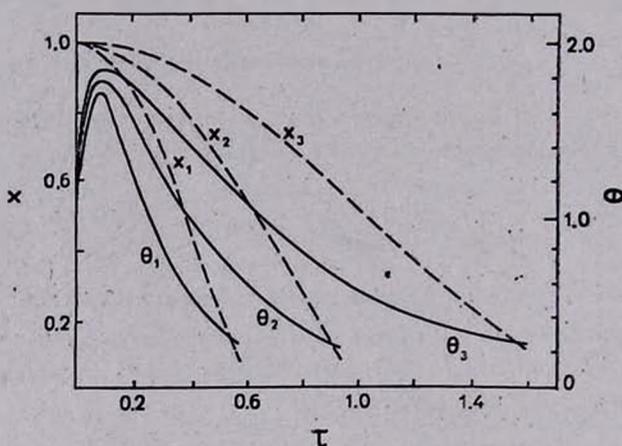


Рис. 2. Изменение радиуса  $x = R/R_0$  и температуры  $\theta = T/T_0$  газового облака при сжатии под действием внешнего давления.  $R_0 = 5$  пк,  $T_0 = 75$  К,  $q = 1.0$ ,  $\tau = t/2.9 \cdot 10^6$  лет — безразмерное время. Кривые  $x_1$  и  $\theta_1$  —  $P_{\text{ext}}/P_0 = 10$ ;  $x_2$  и  $\theta_2$  —  $P_{\text{ext}}/P_0 = 5$ ;  $x_3$  и  $\theta_3$  —  $P_{\text{ext}}/P_0 = 3$ .

Оказалось, что если давление горячего газа велико по сравнению с давлением в облаке ( $P_{\text{ext}}/P_0 \sim 10$ ), то в широком интервале масс ( $10 \div +250 M_\odot$ ) и температур ( $50 \div 100$  К), типичных для диффузных облаков в межзвездной среде, эти облака оказываются неустойчивыми по отношению к сжатию внешним давлением, т. е. коллапсируют, превращаясь, по-видимому, в звезды. Характерное время сжатия облака с радиусом  $R = 5$  пк и температурой  $T_0 = 50$  К оказывается равным  $3.6 \cdot 10^6$  лет, что существенно меньше времени перетекания вещества от одной галактики к другой. Действительно, если принять расстояние между галактиками равным 20 пк, а скорость течения — 100 км/с, то время перетекания составит  $2 \cdot 10^8$  лет. Таким образом, в случае большого скачка давления обмен ве-

ществом в двойных галактиках происходит не в виде облаков, а в форме звезд.

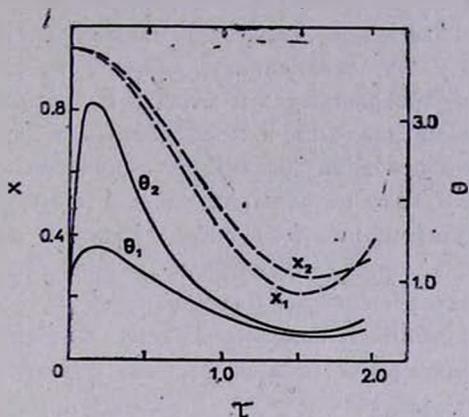


Рис. 3. То же, что и на рис. 2.  $R_0 = 2.5$  пк,  $T_0 = 100$  К,  $\tau = t/1.3 \cdot 10^8$  лет. Кривые  $x_1$  и  $\theta_1$  —  $P_{\text{ext}}/P_0 = 5$ ,  $q = 0.5$ ;  $x_2$  и  $\theta_2$  —  $P_{\text{ext}}/P_0 = 3$ ,  $q = 0.1$ .

При решении системы (14) не учитывалось, что для больших плотностей ( $n > 10^3 \text{ см}^{-3}$ ) становится существенной непрозрачность вещества, но при таких плотностях должно происходить интенсивное образование молекул СО, вклад которых в функцию высвечивания превосходит вклад ионов углерода [7]. Следовательно, сделанный вывод о коллапсе облаков не изменится.

Если скачок давления  $P_{\text{ext}}/P_0$  меньше ( $\sim 5$ ), то облака массой  $M \sim 200 M_{\odot}$  коллапсируют в звезды независимо от их начальной температуры и мощности источника нагрева. То же происходит с облаками небольшой массы ( $M < 30 M_{\odot}$ ) с температурой  $T_0 < 75$  К.

Маломассивные горячие облака ( $M < 30 M_{\odot}$ ,  $T_0 > 100$  К) в процессе перетекания сохраняют свою индивидуальность. При этом мощность источника нагрева не должна быть слишком велика ( $q < 0.8$ ). В противном случае ( $q > 0.8$ ) такие облака нагреваются и расширяются, сливаясь в дальнейшем с межгалактической средой. При меньшем скачке давления ( $P_{\text{ext}}/P_0 \sim 3$ ) эти же выводы получаются для облаков большой массы ( $M \sim 200 M_{\odot}$ ). При других значениях массы ( $M < 30 M_{\odot}$ ) судьба облаков сильно зависит от начальной температуры облака и количества энергии, идущей на его нагрев. Для „выживания“ облаков с температурой  $T_0 \sim 75$  К необходимо  $q > 0.5$ , если же  $T_0 \sim 100$  К, то  $q$  должно быть меньше 0.5.

6. Выводы. Решение вопроса о том, в какой форме происходит перетекание вещества с одной галактики на другую, существенно зависит от ха-

рактических окологалактической среды. Данные о состоянии среды в окрестностях двойных галактик очень неопределенны, поэтому трудно сделать однозначный вывод о судьбе облака, попавшего в межгалактическую среду. Однако можно указать при каких значениях параметров облака, попавшие в пространство между галактиками, сохраняют свою индивидуальность, а при каких — превращаются в звезды. Если давление горячего газа существенно больше давления в межзвездных облаках, то эти облака не могут «выжить» в условиях межгалактической среды. Если же разница в давлении невелика, то не слишком холодные облака ( $T \sim 100$  К) оказываются устойчивыми по отношению к сжатию внешним давлением. В этом случае можно говорить о течении в виде облаков.

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Горбацкому за постоянный интерес к работе и полезные советы, а также К. Н. Артемьеву за помощь в численных расчетах и оформлении статьи.

Ленинградский государственный  
университет

## GAS CLOUD COMPRESSION IN INTERGALACTIC MEDIUM

N. Ya. SOTNIKOVA

The evolution of interstellar cloud initially in pressure disbalance with external hot intergalactic gas is considered. If ratio of pressures is as large as  $P_{ext}/P_0 \sim 10$ , clouds will collapse with subsequent star formation. For the moderate pressure jump ( $P_{ext}/P_0 \sim 3$ ) the region of parameters of surviving clouds is found as function of heat source power.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. К. Комберг, Ин-т космич. исслед. АН СССР, препр., № 539, 1979.
2. H. Van Woerden, R. D. Davies, L. Hart, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 210, 497, 1984.
3. B. M. H. R. Wevers, P. N. Appleton, R. D. Davies, L. Hart, Astron. and Astrophys., 140, 125, 1984.
4. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Ж. эксперим. и теор. физ., 80, 801, 1981.
5. W. H. McCrea, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 117, 562, 1957.
6. J. Silk, M. W. Werner, Astrophys. J., 158, 185, 1969.
7. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофиз., 37, 31, 1979.
8. M. V. Penston, Astrophys. J., 162, 771, 1970.
9. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 21, 147, 1984.
10. Л. Спитцер, мл., Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981, стр. 169.
11. С. Хаякава, Физика космических лучей, т. 2, Мир, М., 1974, стр. 187.
12. К. Ленг, Астрофизические формулы, ч. 2, Мир, М., 1978, стр. 165.
13. Ю. И. Изогов, И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофиз., 48, 3, 1982.