

УДК: 524.527

О ФОРМИРОВАНИИ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ОБЛАКАМИ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ, К. И. УСОВИЧ

Поступила 29 декабря 1985

Результаты расчетов показали, что под действием вязкости в спиральных галактиках должны возникать кольцеобразные образования, состоящие из облаков. Предложена гипотеза о том, что причиной возникновения массивных молекулярных комплексов («гигантских молекулярных облаков») в кольцеобразных структурах является гравитационная неустойчивость «газа облаков».

1. *Введение.* Представление совокупности облаков в межзвездном пространстве как «газа облаков» использовалось в различных аспектах. Понятие вязкости такого газа применялось в работе [1] при исследовании устойчивости галактических дисков, а в работах [2—4], при изучении переноса углового момента в спиральных галактиках. Как было установлено в [2], если учитывать только контактные столкновения облаков, то за время порядка 10^9 лет в системе, подобной Галактике, должно происходить значительное перераспределение плотности межзвездной среды. При этом могут образоваться кольцевые структуры, а часть облаков выходит за пределы звездного диска. В [3] в качестве фактора, определяющего вязкость, принималось гравитационное взаимодействие гигантских молекулярных облаков и было показано, что у галактик, имеющих максимум на кривой вращения, облака накапливаются в переходной области, следующей за областью максимума.

В данной работе приводятся результаты более полных, чем в [2] расчетов эволюции распределения плотности «газа облаков» под действием его вязкости и высказывается гипотеза о возможности образования гигантских молекулярных облаков в результате гравитационной неустойчивости «газа облаков» в кольцеобразных областях повышенной плотности. В отличие от работы [3] ставится вопрос не о динамике совокупности уже существующих гигантских молекулярных комплексов (МК), а о характере процесса образования таких комплексов из облаков сравнительно малой массы.

2. Уравнения, определяющие динамику вязкого «газа облаков». Система уравнений газодинамики для тонкого диска (толщина $H \ll$ радиуса), однородного по высоте, в цилиндрических координатах записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} + \\ &+ 2 \frac{\tilde{\eta}}{\sigma} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right) + \frac{2}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r} \frac{\partial v_r}{\partial r}; \quad (1) \\ \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} &= \frac{\tilde{\eta}}{\sigma} \left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2} \right) + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right); \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma r v_r). \end{aligned}$$

Здесь φ_g — гравитационный потенциал, определяемый звездным компонентом галактики, v_r и v_φ — радиальная и азимутальная составляющие скорости, σ — поверхностная плотность, $\tilde{\eta} = \eta H$ — коэффициент «поверхностной вязкости» и $\bar{p} = p H$.

Систему (1) записываем в лагранжевых координатах в виде, несколько ином, чем в [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial l}{\partial t} &= \frac{l^2 + j^2}{r^2} - r \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} - \frac{r}{\sigma} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + 2 \left[r^2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\tilde{\eta} \sigma \frac{\partial l}{\partial s} \right) - l \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \right], \\ \frac{\partial j}{\partial t} &= r^2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\tilde{\eta} \sigma \frac{\partial j}{\partial s} \right) - 2j \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s}, \quad (2) \\ \frac{\partial l}{\partial s} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\sigma} \right); \quad l = r \frac{\partial r}{\partial t} \equiv r v_r, \end{aligned}$$

где $j = r v_\varphi$ — удельный угловой момент и s — лагранжева координата,

$$s = \int_0^r r' \sigma(r', t') dr', \quad (3)$$

выражающая массу газа, содержащегося в пределах сектора с углом в один радиан и протяженностью от 0 до r .

Как и в [2], значения s рассматривались в интервале

$$0.05 \mathcal{M}_\odot \leq s \leq \mathcal{M}_\odot, \quad (4)$$

где \mathfrak{M}_i — полная масса газа в единичном секторе диска. Таким образом, область диска, прилегающая к его центру, исключалась из рассмотрения.

В качестве начального состояния принимался вращающийся однородный по высоте диск, равновесный при заданном гравитационном потенциале φ_0 , создаваемом звездной составляющей. Соответственно:

$$\text{при } t = 0 \quad j^2 = r^2 \frac{\partial \varphi_0}{\partial r}; \quad \sigma = \sigma_0; \quad l = 0. \quad (5)$$

В качестве одного из граничных условий использовалось соотношение, выражающее сохранение полного углового момента в пределах указанного интервала (4):

$$J(t) = \int_{0.05 \mathfrak{M}_i}^{\mathfrak{M}_i} j(s; t) ds = \text{const}. \quad (6)$$

Условие (6) записывается в более удобной при вычислениях дифференциальной форме:

$$\left\{ r(s; t) \left[\frac{\partial r(s; t)}{\partial s} \right]^{-1} \frac{\partial j(s; t)}{\partial s} - 2j(s; t) \right\} \bar{\eta}(s) \Big|_{0.05 \mathfrak{M}_i}^{\mathfrak{M}_i} = 0. \quad (6')$$

Величина удельного момента на внутренней границе области считалась не зависящей от времени,

$$j(0.05 \mathfrak{M}_i; t) = \text{const}. \quad (7)$$

Вычисления проводились при трех вариантах граничных условий, налагаемых на величину l :

а) поток газа через внутреннюю и внешнюю границы отсутствует,

$$l(0.05 \mathfrak{M}_i; t) = l(\mathfrak{M}_i; t) = 0. \quad (8)$$

$$\text{б) } l(0.05 \mathfrak{M}_i; t) = 0; \quad \left. \frac{\partial l(s; t)}{\partial s} \right|_{s = \mathfrak{M}_i} = 0; \quad (9)$$

$$\text{в) } \left. \frac{\partial l(s; t)}{\partial s} \right|_{s = 0.05 \mathfrak{M}_i} = 0; \quad \left. \frac{\partial l(s; t)}{\partial s} \right|_{s = m_i} = 0 \quad (10)$$

(постоянство плотности на внутренней границе при учете (7)).

Граничные условия для σ определяются указанными соотношениями и уравнением неразрывности.

Естественно, что набором условий а), б), в) далеко не исчерпываются все возможности, но эти условия являются более простыми и предоставляют довольно широкие возможности для исследования эволюции «газа облаков».

3. *Характеристики модели — коэффициент вязкости, градиент давления, кривая вращения.* Величины, входящие в систему (1), — коэффициент вязкости, градиент давления и градиент потенциала — в рамках поставленной задачи задаются, а не находятся при посредстве каких-либо уравнений, связывающих их с искомыми функциями σ , v_r , v_φ . Таким образом, решаемая задача не является самосогласованной.

При определении величины коэффициента вязкости «газа облаков» предполагалось, что все облака сферические с массой $M_{\text{обл.}} = 100 M_\odot$ и диаметром $d_{\text{обл.}} = 5$ пк. Учитывались только контактные столкновения. Коэффициент вязкости приближенно выражается соотношением

$$\tilde{\eta} \approx \sigma l_{\text{с.п.}} \sqrt{\langle \Delta u^2 \rangle}, \quad (11)$$

в котором $\sqrt{\langle \Delta u^2 \rangle}$ — средняя скорость облаков и $l_{\text{с.п.}}$ — длина свободного пробега облака. В большей части расчеты производились в предположении о постоянстве значения $\tilde{\eta}$ вдоль радиуса диска. Поскольку эффективный поперечник столкновений одинаков, $l_{\text{с.п.}} \sim \sigma^{-1}$, и предположение о постоянстве $\tilde{\eta}$ должно, в общем, соответствовать действительности. Кроме того, расчеты выполнялись также при величине $\tilde{\eta}$, зависящей от s следующим образом:

$$\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0 e^{\frac{s}{M_t}} \left(1 - \frac{s}{M_t}\right)^b \quad (b > 1), \quad (12)$$

и их результаты мало отличаются от полученных при $\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0$. Значение $\tilde{\eta}_0/H$ было принято равным $4.5 \cdot 10^3 \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Это несколько больше, чем значение, принятое в работе [2], в которой была взята величина σ/H , соответствующая окрестности Солнца, а она меньше среднего значения для газового диска Галактики.

В качестве выражения для градиента давления принималось следующее:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = \langle \Delta u^2 \rangle \frac{d\sigma}{dr},$$

где среднее значение квадрата скорости облаков $\langle \Delta u^2 \rangle$ считается постоянным («изотермический случай»). Расчеты производились при значениях $\langle \Delta u^2 \rangle = 10^{10}, 10^{11}, 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$.

На результатах расчетов сильно сказывается выбор формы потенциала, создаваемого, по предположению, только звездами галактики и определяющего кривую вращения. Как было установлено в [2], кольцеобразная структура в газовом диске возникает лишь при определенном виде потенциала — при наличии максимума на кривой вращения ($v_\varphi = f(r)$).

В данной работе расчеты выполнялись при трех различных выражениях для величины $\frac{\partial \varphi_g}{\partial r}$.

$$I \quad \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = G M_{\text{гал}} r (r^2 + a^2)^{-3/2}. \quad (13)$$

Кривая вращения в этом случае соответствует модели Кузмина — Тумре [5].

$$II \quad \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{\sum_{i=0}^5 A_i \left(\frac{r}{r_{\text{max}}}\right)^i \sum_{i=0}^5 B_i v_{\varphi \text{max}}^2}{\sum_{i=0}^5 B_i \left(\frac{r}{r_{\text{max}}}\right)^i \sum_{i=0}^5 A_i r}, \quad r < r_{\text{max}}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{v_{\varphi \text{max}}^2}{r}, \quad r > r_{\text{max}}.$$

Соответствующая кривая вращения имеет точку максимума на расстоянии $r \approx 4.7$ кпк. Такое выражение использовано в модели [6].

$$III \quad r \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \left(\frac{a_{\text{in}} V_{\text{in}} \frac{r}{r_{\text{in}}}}{\left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_{\text{in}}}\right)^{2 \cdot 3/4} \right\}} \right)^2 + \left(\frac{a_{\text{out}} V_{\text{out}} \left(\frac{r}{r_{\text{out}}}\right)^{3/2}}{1 + \left(\frac{r}{r_{\text{out}}}\right)^2} \right)^2, \quad (15)$$

$$V_{\text{in}} = 265 \text{ км/с}; \quad V_{\text{out}} = 231 \text{ км/с}; \quad r_{\text{in}} = 0.5 \text{ кпк}; \quad r_{\text{out}} = 6.0 \text{ кпк};$$

$$a_{\text{in}} = 3^{3/4} \cdot 2^{-1/2}; \quad a_{\text{out}} = 4 \cdot 3^{-3/4}.$$

Потенциал φ_g в данном случае дает «двугорбую» кривую вращения с максимумами в точках $r \approx 1$ кпк и $r \approx 8$ кпк [4].

Решение системы (2) с указанным набором входящих в уравнения функций и при сформулированных в разделе 2 начальных и граничных условиях производилось по неявной двухшаговой разностной схеме с итерациями. Предварительно уравнения были приведены к безразмерным пе-

ременным. Характерные значения величин t_0 , r_0 , s_0 выбирались в предположении, что по массе и размеру моделируемая система близка к Галактике. В соответствии с этим принято:

$$t_0 = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ с}; \quad r_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}; \quad s_0 = 1.6 \cdot 10^{42} \text{ г}.$$

Обезразмеривание других величин, входящих в (2), производилось при следующих характерных их значениях:

$$j_0 = 3.75 \cdot 10^{20} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}, \quad \varphi_0 = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ г см}^{-2}; \quad \bar{\gamma}_0 = 4.5 \cdot 10^{24} \text{ г с}^{-1}.$$

Шаг по времени был принят равным $\Delta t = 0.01 t_0$. При расчетах обеспечивалось сохранение углового момента с точностью $\approx 2\%$.

Некоторые из результатов расчетов, относящиеся к формированию кольцеобразных структур, приведены в следующем разделе.

4. *Образование кольцеобразных уплотнений в газовом диске.* Решение уравнений, определяющих движение «газа облаков», показало, что под действием вязкости в нем появляется радиальный компонент скорости, вызывающий перераспределение плотности. Характерное время такого перераспределения около $5 \cdot 10^8$ лет, то есть приблизительно равно двум трем периодам обращения диска. Удельный угловой момент при этом перераспределяется мало ($\approx 1\%$).

Распределение плотности к моменту $5 \cdot 10^8$ лет (бывшее однородным при $t = 0$) при потенциале в форме II представлено на рис. 1. Наиболее характерной особенностью этого распределения являются «горбы» — значительное возрастание σ в интервале $4 \lesssim r \lesssim 5$ кпк и меньшее — при $r \approx \approx 3$ кпк. Ширина большего «горба» увеличивается с возрастанием дисперсии скорости облаков.

Появление кольцеобразной структуры во вращающемся гравитирующем диске при наличии вязкости, установленное в работе [2], было предсказано Чандрасекаром [7], исходящим из следующего рассуждения. Сила вязкости определяется соотношением

$$F_{\text{вязк.}} = \eta \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r v_{\varphi} \right). \quad (16)$$

Если принять, что скорость вращения $v_{\varphi} \sim r^n$, то

$$F_{\text{вязк.}} \sim \eta (n^2 - 1) r^{n-2}. \quad (17)$$

Из (17) следует:

$$|n| > 1, \quad F_{\text{вязк.}} > 0; \quad |n| < 1, \quad F_{\text{вязк.}} < 0.$$

Таким образом, в той области, где v_{φ} убывает медленнее, чем r^{-1} ,

вещество должно двигаться в сторону возрастания r . Там же, где v_r убывает быстрее, чем r^{-1} , сила вязкости создает движение внутрь диска.

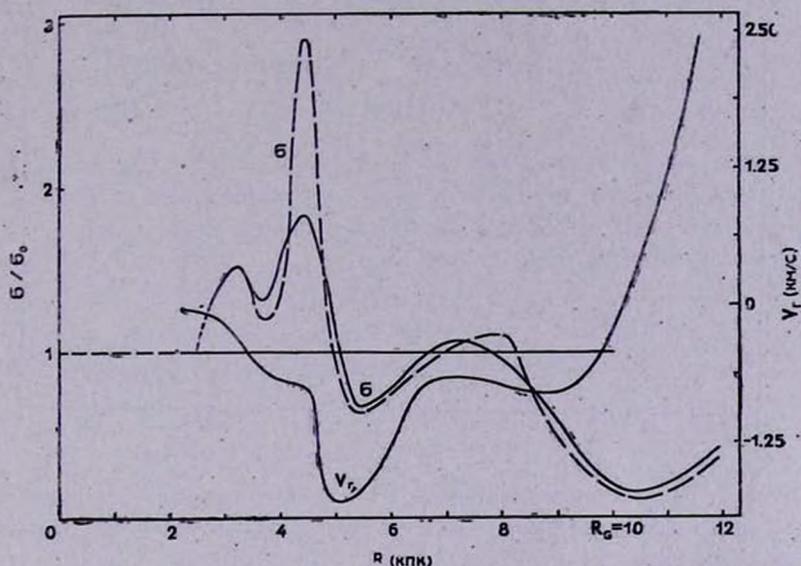


Рис. 1. Распределение плотности (σ) и скорости радиального движения (v_r) в газовом диске к моменту времени $5 \cdot 10^8$ лет. Потенциал соответствует форме II. Пунктиром обозначена кривая, соответствующая величине $\langle \Delta \Pi^2 \rangle = 10^{11} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$, сплошной линией — величине $\langle \Delta \Pi^2 \rangle = 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$.

Скорость изменения v_r с расстоянием сильно меняется в той области, где кривая вращения имеет достаточно острый максимум. Вблизи него сила вязкости меняет направление и создаются условия для образования кольцеобразной области повышенной плотности. В случае галактики с двугорбой кривой вращения эти области также расположены недалеко от максимумов кривой вращения (рис. 2). Тем самым подтверждаются соображения о причинах возникновения кольцеобразных уплотнений в газовых дисках галактик.

Заметим, что условия, задаваемые на внутренней границе, сказываются на распределении плотности вблизи границы и на характере пиков плотности. Однако их положение остается практически неизменным. Условия на внешней границе диска либо запрещают течение газа через нее — как в случае а), либо допускают уход газовых облаков за пределы области, первоначально занимавшей «газом облаков». Из расчетов следует, что такое течение, вызываемое перераспределением углового момента в диске, действительно реализуется (см., например, рис. 1) и может являться при-

чиной образования наблюдаемых газовых оболочек у спиральных галактик.

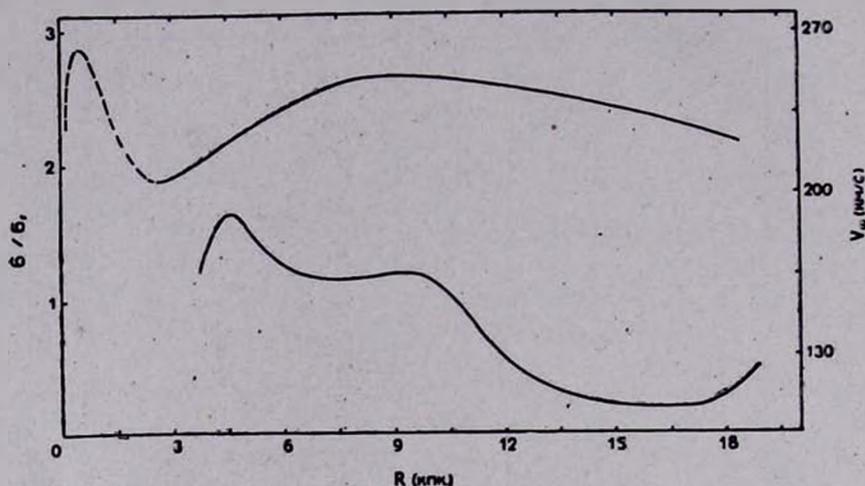


Рис. 2. Распределение плотности (ρ) — нижняя кривая и скорости вращения (v_0^0) — верхняя кривая в газовом диске к моменту времени $5 \cdot 10^8$ лет. Кривая вращения принята в форме III (Δu^2) = 10^{11} см² с⁻²).

Распределение плотности газа в спиральных галактиках отражается в наблюдаемом распределении областей H II. Если судить по данным для Галактики, согласно которым пространственные распределения областей H II и областей излучения молекулы CO близки между собой [8], то по наблюдениям зон ионизованного водорода можно находить распределение гигантских молекулярных облаков. Согласно результатам работы [9], распределение областей H II в виде кольцеобразных структур встречается у спиральных галактик часто — преимущественно у галактик типа Sb. Пример такого распределения, сходного с теоретическим, изображенным на рис. 1, представлен на рис. 3. Гистограмма распределения областей H II в Галактике (рис. 4) также имеет большое сходство с рисунком 1. По-видимому, одной из причин, приводящих к образованию кольцеобразных газовых структур в спиральных галактиках, является особенность кривой вращения — наличие у нее одного или более максимумов.

5. *Возможные причины возникновения гигантских молекулярных комплексов.* Обнаруженные в Галактике более десяти лет тому назад гигантские молекулярные комплексы (МК), представляющие собой один из самых существенных компонентов межзвездной среды, обладают следующими характеристиками [10]:

Масса	$M_{\text{МК}} = (10^5 \div 10^6) M_{\odot}$,
Размеры	$d_{\text{МК}} = 15 \div 40$ кпк,
Средняя концентрация молекул H_2	$n_{\text{H}_2} = 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$,
Количество МК в Галактике	$N_{\text{МК}} \approx 5 \cdot 10^3$.

МК обладают сложной структурой — они представляют собой совокупность сгустков, движущихся в среде меньшей плотности со скоростями 3—5 км/с относительно центра масс комплекса [11]. Концентрация газа в сгустках на порядок выше, чем в окружающем их газе. Массы этих сгустков составляют $(10^2 \div 10^4) M_{\odot}$. Обнаружение сгустков меньшей массы пока затруднительно, но нет оснований предполагать, что спектр масс резко обрывается со стороны малых масс.

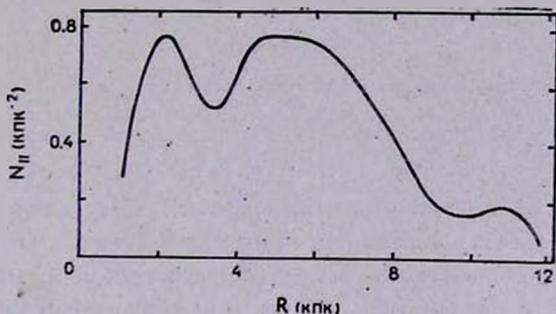


Рис. 3. Распределение поверхностной концентрации областей H II , ($N_{\text{H II}}$) в галактике типа Sb NGC 3184 (по [9]).

Сопоставление суммарной массы МК со скоростью звездообразования в Галактике приводит к выводу о большом времени их существования ($\geq 10^8$ лет). Вместе с тем, характерное время развития гравитационной неустойчивости в МК должно быть по крайней мере на порядок меньшим. В качестве фактора, противодействующего неустойчивости, предполагается турбулентность. Самосогласованная модель гигантского молекулярного облака, коллапсу которого препятствует турбулентность, рассчитана в [12]. Однако в настоящее время отсутствуют достаточно убедительные соображения об источниках энергии турбулентного движения в облаках — как первичных, так и компенсирующих диссипацию.

Происхождение МК связывается с объединением межзвездных облаков малой массы — либо путем слипания при столкновениях друг с другом [13], либо при сгущивании в результате паркеровской неустойчивости [14]. При этом вопрос о причинах специфического распределения МК

остается в стороне. Объяснение же существования кольцеобразной структуры, содержащей большинство МК, предлагаемое в [3], основано на предположении о наличии системы стабильных гигантских облаков, распределенных более или менее равномерно по диску. Поскольку время образования МК того же порядка, что и время перераспределения плотности в диске, или даже превосходит его, концепция, приписывающая перераспределение в системе МК только гравитационным взаимодействиям между комплексами, является внутренне не согласованной.

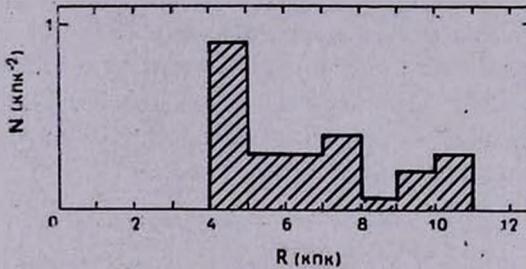


Рис. 4. Гистограмма распределения областей Н II вдоль радиуса Галактики (для областей с расстоянием от Солнца $D_{\odot} < 9$ кпк и потоком излучения не меньшим $[5.2 \text{ Ян} \cdot D_{\odot}^2 \text{ (кпк)}]$).

Создание картины эволюции межзвездной среды должно предусматривать решение трех тесно связанных между собой задач — объяснения образования МК, продолжительности их существования и особенностей распределения МК в пространстве. Как было отмечено выше, для каждой из этих задач в отдельности решение было предложено, но указанные решения не создают цельной картины. Самосогласованную схему, в рамках которой получают объяснение основные факты, относящиеся к МК, можно предложить, исходя из результатов описанных в первых разделах этой статьи вычислений.

Распределение по массе облаков межзвездного газа в Галактике должно быть близким к закону [15]

$$N(M) dM \sim M^{-3/2} dM, \quad (18)$$

и, следовательно, основная часть массы должна заключаться в облаках, сравнительно небольших ($M_{\text{обл.}} \lesssim 100 M_{\odot}$). Они же создают наибольший вклад в коэффициент вязкости «газа облаков» (по крайней мере, вне кольца, где сосредоточены МК). Считая «газ облаков» состоящим из «частиц» с массой, равной $100 M_{\odot}$, мы поэтому сохраняем правильный порядок величины η_0 .

«Газ облаков», как и всякий газ, обладает самогравитацией. В результате гравитационной неустойчивости «газа облаков» в нем должны создаваться из малых облаков более крупные комплексы. Рассмотрим подробнее вопрос о гравитационной неустойчивости такого газа.

Прежде всего, заметим, что столкновения облаков — по предположению контактные — являются неупругими. Кинетическая энергия частично переходит в тепловую и затем в энергию излучения. Некоторая доля вещества может превращаться в звезды. Как и ранее, примем, что скорость уничтожения облаков при столкновениях равна скорости их образования, а сток кинетической энергии мгновенно компенсируется притоком энергии при выбрасывании газа из звезд (такое же предположение о «детальном равновесии газа облаков» было сделано в [1]).

Исследуя движение «газа облаков» в диске галактики, мы считали толщину газового слоя малой по сравнению с радиусом диска — порядка длины свободного пробега облака. Для тонкого диска критерий гравитационной неустойчивости записывается в таком виде [16]:

$$\lambda > \lambda_J \approx \frac{\langle \Delta u^2 \rangle}{G\sigma}, \quad (19)$$

где, как и прежде, $\langle \Delta u^2 \rangle$ — квадрат дисперсии скоростей облаков и σ — поверхностная плотность слоя газа. При значениях $\sigma_0 = 3.6 \times 10^{-3}$ г см⁻² и $\langle \Delta u^2 \rangle \approx 5 \cdot 10^{11}$ см с⁻¹ джинсовская длина волны $\lambda_J \approx 2 \cdot 10^{21}$ см, то есть около 1 кпк.

В окрестностях Солнца значение σ на порядок меньше, чем σ_0 , а в кольце, содержащем МК, — в несколько раз превосходит σ_0 . Время нарастания неустойчивости t_J в условиях, соответствующих окрестности Солнца, порядка

$$t_J \approx \frac{V \langle \Delta u^2 \rangle}{G\sigma_\odot} \approx 10^{16} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ лет.}$$

Таким образом, величина t_J превосходит время перехода облаков под действием вязкости в область уплотнения и поэтому неустойчивость на этом уровне не успевает развиваться.

В кольце, создающемся в результате перераспределения плотности, положение иное — там $\lambda_J \approx 40 \div 80$ пк и $t_J \approx 10^7$ лет. Таким образом, в указанной области существуют условия для сравнительно быстрого развития гравитационной неустойчивости в «газе облаков» и оказывается возможным собирание облаков в большие массивные комплексы. Масса получающегося таким путем образования

$$\mathcal{M}_{\text{МК}} \approx \sigma \lambda_J^2 \lesssim 10^6 \mathcal{M}_\odot \quad (20)$$

соответствует массам наблюдаемых МК.

В ходе гравитационного сгущивания облаков за счет потенциальной энергии их взаимодействия возрастает кинетическая энергия. При столкновениях облаков, образующих комплекс, может происходить турбулизация газа. Из наблюдений следует, что суммарная кинетическая энергия сгустков порядка 10^{50} эрг. Характерное время диссипации турбулентной энергии МК около 10^7 лет и, следовательно, для поддержания МК турбулентными движениями в течение 10^8 лет необходимо 10^{51} эрг. Именно такова, по порядку величины, энергия, освобождающаяся при сгущивании облаков в молекулярный комплекс $|\Phi|$:

$$|\Phi| \approx \frac{G M_{\text{МК}}^2}{R_{\text{МК}}}. \quad (21)$$

При $M_{\text{МК}} = 5 \cdot 10^5 M_{\odot}$ и $R_{\text{МК}} \approx 10$ пк величина $|\Phi|$ составляет $2 \cdot 10^{51}$ эрг. Таким образом, энергии, переходящей в энергию турбулентного движения, достаточно для обеспечения существования наблюдаемых МК.

Процесс сгущивания облаков развивается нелинейно. Во время своего движения к центру конденсации облака должны сталкиваться — при этом они будут укрупняться и обмениваться моментом. Суммарный момент относительно центра конденсации не может быть равен нулю, поскольку азимутальный компонент скорости облаков v_{φ} меняется вдоль радиуса диска. Длине λ_j вдоль радиуса соответствует различие в значениях v_{φ} в 2—3 км/с. Наличие момента количества движения должно препятствовать коллапсу МК. Определение момента для МК представляет важную, в рамках рассматриваемой схемы образования комплексов, наблюдательную задачу.

Исследование различных процессов, сопровождающих сгущивание газовых облаков и, в частности, процесса образования молекул в них, не входит в задачу данной работы, цель которой — обратить внимание на важную роль, которую может играть самогравитация «газа облаков» в образовании и эволюции гигантских молекулярных комплексов. Некоторые из таких процессов авторы предполагают исследовать в дальнейших публикациях.

Авторы признательны А. В. Осканяну за предоставление гистограммы, изображенной на рис. 4.

Ленинградский государственный
университет

ON FORMATION OF LARGE SCALE STRUCTURE OF
INTERSTELLAR MEDIUM AS CONSEQUENCE OF
GASEOUS CLOUDS INTERACTION

V. G. GORBATSKY, K. I. USOVICH

The results of computations show that ringlike structures consisting of clouds must be formed in spiral galaxies due to viscosity. The hypothesis is proposed of Jeans instability of "gas of clouds" being the cause of origin of massive molecular complexes observed in rings ("giant molecular clouds").

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Мишуров, В. И. Педтисев, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 53, 268, 1976.
2. В. Г. Горбачкий, В. М. Сербин, *Астрофизика*, 19, 79, 1983.
3. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
4. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 36, 433, 1984.
5. Г. Г. Кузмин, *Публ. Тарт. обсерв.*, 32, 11, 1952.
6. K. C. Freeman, *Astrophys. J.*, 160, 811, 1970.
7. С. Чандрасекар, *Принципы звездной динамики*, ИЛ, М., 1948.
8. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, *Астрофизика*, 24, 475, 1986.
9. P. W. Hodges, R. C. Kennicutt, *Astrophys. J.*, 267, 553, 1983.
10. P. Goldreich, S. Tremaine, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 517, 1982.
11. J. M. Scalo, W. A. Rumphrey, *Astrophys. J. Lett.*, 258, L29, 1982.
12. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, *Астрофизика*, 21, 147, 1984.
13. N. Z. Scoville, K. Hersch, *Astrophys. J.*, 229, 578, 1979.
14. L. Blitz, F. H. Shu, *Astrophys. J.*, 238, 148, 1980.
15. J. Kwan, *Astrophys. J.*, 229, 567, 1979.
16. A. Toomre, *Astrophys. J.*, 139, 1217, 1964.