

УДК: 524.5-355

О СПЕКТРЕ МАСС ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ
ОБЛАКОВ В МОДЕЛИ КОАГУЛЯЦИИ

Е.В.ВОЛКОВ, Н.Я.СОТНИКОВА

Поступила 25 января 1997

Принята к печати 20 февраля 1997

Проведено подробное исследование решений уравнения Смолуховского, описывающего процессы слияния в системе гигантских молекулярных облаков. Рассмотрен как случай постоянной пространственной плотности газа в облаках, так и случай постоянной лучевой концентрации газа. Показано, что решение уравнения коагуляции не выражается степенной зависимостью, единой для всего рассматриваемого интервала масс. Продемонстрировано также, что вид решения зависит от ширины интервала масс облаков. Проведенное сравнение с наблюдениями показывает, что модель Оорта и механизм коагуляции могут вполне адекватно описать наблюдаемый спектр масс облаков. Предложены пути усовершенствования модели Оорта.

1. *Введение.* Широко известна роль, которую играют гигантские молекулярные облака (ГМО) в эволюции спиральных галактик, в частности, в эволюционном цикле межзвездной среды. В связи с этим необходимо понять механизмы, лежащие в основе временного и пространственного поведения ансамбля ГМО. Одна из главных наблюдательных характеристик системы облаков как целого, которая позволяет определить правильность выбранной теоретической модели, - их спектр масс. В литературе ранее неоднократно отмечалось наличие универсального степенного закона $n(m) \propto m^{-1.5}$ для широкого интервала масс облаков [1-5]. Именно эта закономерность и являлась, пожалуй, всегда главным пробным камнем при строении эволюционных сценариев системы ГМО.

Все модели, отличающиеся друг от друга в частностях, можно отнести к одному из двух классов: модели с неустойчивостью и последующей фрагментацией и коагуляционные модели [6-13]. Главная черта моделей первого класса: действие неустойчивости в межзвездной среде (как правило, гравитационной) и как результат ее - выделение из среды некоторой структуры, сверхоблака, которое под влиянием фрагментации распадается последовательно на все более мелкие облака, зачастую построенные по принципу иерархического сгущивания. В моделях второго класса основным механизмом формирования наблюдаемого распределения облаков по массам служит последовательное слияние облаков друг с

другом с образованием все более массивных структур.

Сразу сделаем одно важное замечание. Скорее всего, на формирование наблюдаемого спектра масс влияют оба фактора, хотя, возможно, и в разной степени. Но простая логика подсказывает, что если действие гравитационной неустойчивости всего лишь вероятно и требует соблюдения ряда благоприятных условий, то столкновения облаков в галактике неизбежны, коль скоро они имеют конечные размеры и движутся в пространстве. Возможно, отчасти по этой причине коагуляционная модель формирования спектра облаков исторически появилась первой и получила широкое распространение.

Основная идея модели была предложена в работе Оорта [14]. Для описания процесса роста ГМО в результате последовательных столкновений с разрушением наиболее массивных из них под действием начинающегося в этих облаках звездообразования применялся формализм уравнения Смолуховского (УС). Аналитические и численные решения этого уравнения [6-9] продемонстрировали удовлетворительное согласие с наблюдаемым спектром масс ГМО: функция распределения по массам в асимптотической области больших масс имела тот же степенной вид с показателем -1.5 , что и наблюдаемое распределение облаков по массам. Следует отметить, что упомянутые решения получались в предположении независимости значения концентрации газа в облаке от его массы. Однако наблюдения, проведенные позднее [4, 5, 15, 16], указывают на то, что для облаков различной массы постоянной скорее является не пространственная плотность частиц, а плотность на луче зрения ρ_r , где r - радиус облака.

Таким образом, возможно облака большей массы являются более разреженными, а меньшей массы - более плотными. Подобная корреляция между плотностью газа в облаке и его размерами не является окончательно установленным фактом, и в литературе приводится закон $\rho \propto r^{-p}$, где $p \in (-1.2, 0)$ [17]. В связи с этим мы в дальнейшем в данной работе будем использовать два значения: $p = -1.0$ и $p = 0$, которые соответствуют двум выделенным случаям: случаю постоянной лучевой концентрации и постоянной пространственной плотности газа в облаках.

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что спектр масс ГМО, в том случае, если для его описания применима коагуляционная модель типа оортовской, не подчиняется универсальному степенному закону и вид его зависит от ширины интервала по массе, на котором решается уравнение коагуляции. Анализ решения УС проведен во втором разделе. В разделе 3 упомянутые решения сравниваются с наблюдательными данными о спектре масс ГМО, полученными в последнее время. Основные выводы работы приведены в разделе 4.

2. *Решения уравнения Смолуховского.* Мы будем рассматривать УС, описывающее процесс роста частиц в ансамбле (в нашем случае - ГМО), и исследовать свойства его решений. Указанное уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial n(m, t)}{\partial t} = G(m) - L(m) + G(ml), \quad (1)$$

где $G(m)$ и $L(m)$ - функционалы, представляющие в уравнении источники и стоки облаков массы m . Они имеют следующий вид:

$$G(m) = \frac{1}{2} \int_{m_1}^{m-m_1} n(m-m') n(m') K(m-m', m') dm', \quad (2)$$

$$L(m) = n(m) \int_{m_1}^{m_2} n(m') K(m, m') dm'. \quad (3)$$

Функция $\Gamma(m_1)$ описывает источники новых облаков, которые появляются на левом конце m_1 интервала по массам $[m_1, m_2]$. Считается, что облака с массами $m > m_2$, получаемые в процессе слияния, мгновенно разваливаются на мелкие облака с массой m_1 . При этом полная масса облаков в системе

$$\int_{m_1}^{m_2} m' n(m') dm' = \text{const} \quad (4)$$

не меняется со временем. Ядро K зависит от сечения столкновения облаков σ и от их относительной скорости v

$$K(m_1, m_2) = \sigma(m_1, m_2) v(m_1, m_2). \quad (5)$$

Очевидно, что стационарное решение УС достигается тогда, когда источники и стоки сбалансированы во всем интервале по массам. Поэтому в нашей работе анализ УС будет построен на исследовании поведения функций $G(m)$ и $L(m)$. Заметим, что на аргумент m накладывается ограничение $m \geq 2m_1$. Только при таких значениях пределы интегрирования в (2) имеют смысл.

2.1. Вначале разберем наиболее простой и хорошо известный случай постоянного ядра $K = \text{const}$. Если предположить, что скорости облаков подчиняются закону равнораспределения по энергиям $v \propto m^{-0.5}$, а пространственная плотность в облаках постоянна (параметр $p = 0$, см. Введение), т.е. геометрическое сечение $\sigma \propto m^{2/3}$, то ядро будет медленно меняющейся функцией массы $K \propto m^{1/6}$. Поэтому случай $K = \text{const}$ часто связывают с ситуацией, когда верны данные два предположения о характеристиках ансамбля облаков.

Рассмотрим поведение источникового и стокового членов УС для этого случая (случай 1). При этом будем считать, что спектр масс есть степенная функция от m : $n(m) = \Lambda m^{-\alpha}$. В этом случае интеграл в

выражении (3) можно взять точно, а функция L_1 , описывающая потери, запишется как

$$L_1(m) = A^2 m^{-\alpha} \frac{m_l^{-\alpha+1}}{\alpha-1} l_1, \quad (6)$$

где

$$l_1 = 1 - \left(\frac{m_l}{m_u} \right)^{\alpha-1}, \quad (7)$$

здесь l_1 - постоянная, зависящая только от значения верхней границы m_u (нижнюю границу m_l будем всегда фиксировать). Для бесконечного интервала ($m_u \rightarrow \infty$) она равна 1 при условии, что $\alpha > 1$. В противном случае мы будем иметь дело с бесконечными потерями, что лишено физического смысла.

Функцию G (для рассматриваемого случая обозначим ее как G_1) представим в виде разложения по степеням (m_l/m) , рассматривая массы большие по сравнению с массой минимальных облаков $(m_l/m) \ll 1$:

$$G_1(m) = A^2 m^{-\alpha} \frac{m_l^{-\alpha+1}}{\alpha-1} g_1(m), \quad (8)$$

где

$$g_1(m) = 1 - \frac{\alpha(\alpha-1)}{2-\alpha} \frac{m_l}{m} - \frac{\left(\frac{3}{2} - \alpha\right)\left(\frac{5}{2} - \alpha\right) 2^{2\alpha-2}}{2-\alpha} \times \\ \times \frac{\Gamma(3-\alpha)\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{7}{2} - \alpha\right)} \left(\frac{m_l}{m}\right)^{\alpha-1} + O\left(\left(\frac{m_l}{m}\right)^2\right). \quad (9)$$

Здесь $\alpha \neq 2$. Будем считать далее, что $1 < \alpha < 2$.

Основной интерес для нас представляет поведение функции $g_1(m)$. Для бесконечного промежутка при $m \rightarrow m_u \rightarrow \infty$ она стремится к 1 так же, как и l , при всех α из рассматриваемого промежутка. Интересная ее особенность состоит в том, что при $\alpha > 1.5$ она подходит к 1 *всегда* сверху, а при $\alpha < 1.5$ - *всегда* снизу. При $\alpha = 1.5$ член с $(m_l/m)^{\alpha-1}$ пропадает, главным остается слагаемое с множителем (m_l/m) . В этом случае $g_1(m)$ стремится к единице также снизу, но быстрее, чем при α хоть немного отличном от 1.5 (в этом случае для больших m начинает доминировать слагаемое с $(m_l/m)^{\alpha-1}$). Именно такое поведение функции

$g_1(m)$ на бесконечном интервале и определяет асимптотическое поведение решения уравнения Смолуховского $n(m) \propto m^{-1.5}$ при $m \gg m_u$, найденное еще в работе [6].

На конечном промежутке решение ведет себя по-другому. Подробный анализ поведения функций G_1 и L_1 позволяет сделать вывод: локальное значение наклона спектра масс уменьшается при приближении к концу промежутка. Отметим еще одну интересную деталь. Величина

$$\frac{\lg n(m_u) - \lg n(m_l)}{\lg m_u - \lg m_l}$$

практически не меняет своего значения при уменьшении ширины интервала по массе и близка к - 1.5. При этом локально наклон спектра меняется от значения, близкого - 2 в области малых масс, до значения, близкого - 1 в области больших масс. На рис.1. приведены численные

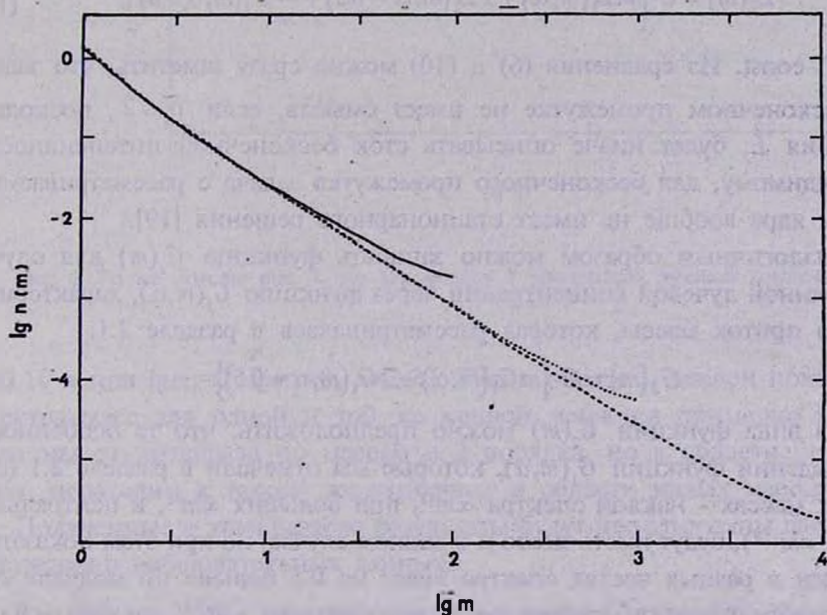


Рис. 1. Стационарное решение уравнения Смолуховского с ядром $K = \text{const}$ для трех интервалов масс: $m_u/m_l = 10^2, 10^3, 10^4$.

решения УС для трех расчетных промежутков: $m_u/m_l = 10^2, 10^3, 10^4$. Для удобства сравнения хода решений все они нормированы на одно и то же значение $n(m)$. Наиболее важная особенность спектра масс на конечном интервале состоит в том, что в промежуточной области - далеко от концов интервала m_l и m_u , наклон спектра действительно близок к значению -1.5. В то же время, в отличие от решения на бесконечном

промежутке, здесь решение становится заметно более пологим при приближении к m_* .

2.2. Рассмотрим теперь случай постоянной лучевой концентрации для газа в молекулярных облаках - случай 2. При этом параметр $p = -1$, а геометрическое сечение столкновения облако $\sigma \propto (r_1 + r_2)^2 \propto (m_1^{0.5} + m_2^{0.5})^2$. Некоторые наблюдения [18] указывают на то, что возможно дисперсия скоростей облаков практически не зависит от их массы. Будем здесь также придерживаться этого предположения: $v = \text{const}$. Как и в разделе 2.1, при анализе приходного и уходного членов УС будем считать спектр масс степенной функцией.

Легко показать, что функция потерь для столкновений облаков с постоянной лучевой концентрацией $L_2(m)$ будет выражаться через функцию $L_1(m, \alpha)$, описывающую потери в случае $K = \text{const}$, следующим образом:

$$L_2(m) = C \cdot \left[m L_1(m, \alpha) + 2 L_1(m, \alpha - 0.5) + \frac{1}{m} L_1(m, \alpha - 1) \right], \quad (10)$$

где $C = \text{const}$. Из сравнения (6) и (10) можно сразу заметить, что задача на бесконечном промежутке не имеет смысла, если $\alpha \leq 2$, поскольку функция L_2 будет иначе описывать сток бесконечной интенсивности. По-видимому, для бесконечного промежутка задача с рассматриваемым видом ядра вообще не имеет стационарного решения [19].

Аналогичным образом можно записать функцию $G_2(m)$ для случая постоянной лучевой концентрации через функцию $G_1(m, \alpha)$, характеризующую приток массы, которая рассматривалась в разделе 2.1:

$$G_2(m) = C \cdot [m G_1(m, \alpha) + 2 G_1(m, \alpha - 0.5)]. \quad (11)$$

Из вида функции $G_2(m)$ можно предположить, что те особенности в поведении функции $G_1(m, \alpha)$, которые мы отмечали в разделе 2.1 (при малых массах - наклон спектра $\propto m^{-2}$, при больших $\propto m^{-1}$, в центральной части $\propto m^{-1.5}$), будут иметь место и в данном случае, но при этом показатель степени в разных частях спектра будет на 0.5 больше по модулю: при малых массах наклон спектра $\propto m^{-2.5}$, при больших $\propto m^{-1.5}$, а в центральной части $\propto m^{-2}$. На рис.2 приведены спектры масс для рассматриваемого случая также для трех различных интервалов: $m_*/m_i = 10^2, 10^3, 10^4$. Ход кривых подтверждает предположения, сделанные при анализе источниковых и стоковых членов УС.

Хорошей иллюстрацией поведения спектра масс для различных интервалов по массе может служить величина

$$s = \frac{\lg n(m_1) - \lg n(m_2)}{\lg m_1 - \lg m_2}.$$

При $\lg m_1=4$, $\lg m_2=0$, т.е. на максимальном интервале, значение этого отношения равно 1.98. Для той же кривой, описывающей решение на интервале в 4 порядка, при $\lg m_1=4$, $\lg m_2=1$ и при $\lg m_1=4$, $\lg m_2=2$, эта дробь имеет значения соответственно 1.86 и 1.73. Та же кривая, но в области малых масс, является заметно более крутой при $\lg m_1=3$, $\lg m_2=0$,

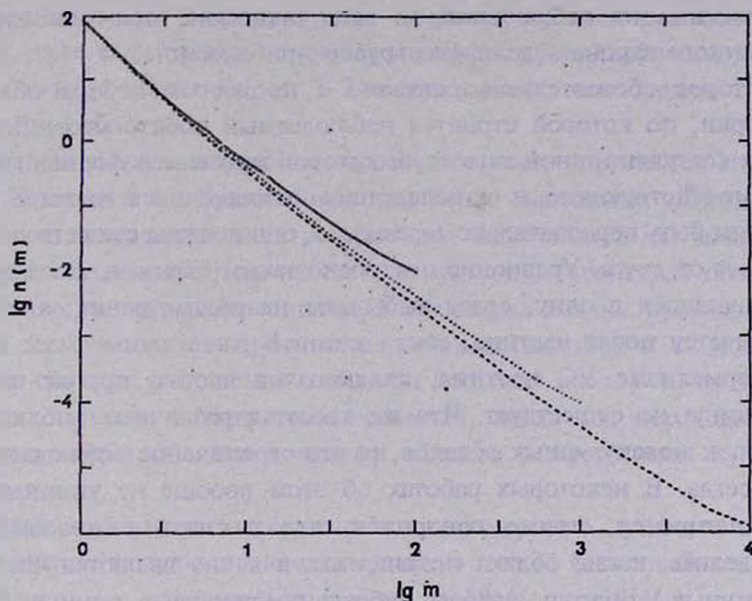


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для модели с постоянной лучевой концентрацией.

$s=2.10$ и при $\lg m_1=2$, $\lg m_2=0$, $s=2.22$. Таким образом, наклон показателя спектра масс для одной и той же кривой меняется примерно на 0.5, если мы от интервала по массам в 2 порядка, но в области больших масс, переходим к такому же интервалу в области малых масс.

Полученные в этом разделе результаты будут использованы далее при обсуждении наблюдательных данных.

3. Обсуждение и сравнение с наблюдениями. Основную информацию о спектре масс молекулярных облаков мы получаем из наблюдений в радиолиниях ^{12}CO и ^{13}CO . По наблюдениям в этих линиях определяются лучевые концентрации молекулярного водорода и линейные размеры облаков. При этом надо учитывать два, на наш взгляд, важных обстоятельства.

Во первых, несмотря на то, что результаты наблюдений разных авторов в целом перекрывают широкий диапазон по массе - от почти $1M_\odot$ до более чем $10^6 M_\odot$, - каждый из этих радиообзоров затрагивает

значительно более узкий интервал по массе: отношение максимальной и минимальной масс облаков обычно не превышает двух порядков. Возможно, отчасти по этой причине степенной закон является хорошим приближением для наблюдательных данных, хотя от обзора к обзору значение показателя степени меняется. Поэтому вполне вероятно, что аппроксимация наблюдений во всем диапазоне при помощи единого степенного закона - довольно грубое приближение.

Второе обстоятельство связано с процессом отбора облаков для выборки, по которой строится наблюдаемый спектр масс. Дело в том, что в коагуляционной модели, к которой применим формализм УС, все взаимодействующие и впоследствии сливающиеся частицы (облака) должны быть первоначально *независимы*, они должны существовать отдельно друг от друга. Уравнение построено таким образом, что две частицы, сливающиеся в одну, сразу выбывают из рассмотрения, а вместо них появляется новая частица, масса которой равна сумме масс исходных. В формализме УС частица, являющаяся частью другой частицы, в принципе не существует. Что же касается различных наблюдательных выборок молекулярных облаков, то это ограничение соблюдается далеко не всегда. В некоторых работах об этом вообще не упоминается, а в [2], например, прямо говорится, что в связи с невозможностью определить, какие облака независимы, а какие являются частью более массивных структур, авторы работы соединили в одну выборку как самостоятельные облака, так и малые плотные сгущения внутри больших облаков. Очевидно, что подобное смешивание независимых структур и внутренних сгущений способствует укрупнению наблюдаемого спектра. В то же время, ряд малых, но независимых облаков, может не попасть в выборку именно по причине своих малых размеров. Это влияет на спектр масс в противоположном смысле.

В связи с этим более надежным представляется анализ, основанный на менее широких по массе интервалах, а, следовательно, на более однородных по классу объектах. Так, в работе [20] проводится анализ спектров масс, полученных, с одной стороны, для маломассивных сгущений внутри ГМО, с другой стороны, для наиболее массивных облаков с массами $10^5 M_\odot$ и более. При этом получается, что спектр масс для сгущений заметно более пологий, чем для массивных галактических ГМО.

Остановимся несколько более подробно на результатах недавней работы [21], в которой авторы построили спектр масс облаков на основе выборки из 204 объектов, тщательно отобранных по своим наблюдениям, а также собранных из других более ранних статей. Два вывода этой работы, на которые мы сейчас хотим обратить внимание, состоят в следующем.

1. Спектр масс молекулярных облаков, построенный для объектов, которые расположены во внешних областях галактики, имеет вид: $n_{\text{ext}}(m) \propto m^{-1.62}$. Для всей выборки, куда попадает также много объектов из внутренних областей галактики, спектр масс является несколько более крутым: $n_{\text{all}}(m) \propto m^{-1.79}$.

2. Средняя масса молекулярных облаков во внешних областях галактики, даже если сделать поправку на эффект блендирования малых облаков в центре галактики, на 1-2 порядка ниже, чем средняя масса во внутренних областях.

Отмеченная выше наблюдаемая корреляция между укрупнением спектра в центре галактики и образованием там более массивных облаков не согласуется с поведением спектра масс для коагуляционной модели в рамках предположения об одинаковых структурных свойствах облаков, как массивных, так и маломассивных. Как показал анализ, проведенный в разделе 2, существует противоположная тенденция в поведении модельного спектра: уплощение в области больших масс. В то же время общий наклон всего спектра увеличивается, когда мы переходим от модели однородных облаков к модели облаков с постоянной лучевой концентрацией.

Из наблюдений следует определенная закономерность, заключающаяся в уменьшении по модулю значения параметра p от -1 (для наиболее массивных облаков - с массами в диапазоне от $10^4 M_{\odot}$ до $10^7 M_{\odot}$) до почти 0 при переходе к облакам с массами $10 M_{\odot}$ - $10^3 M_{\odot}$ (см. рис. 2 в [20] и ссылки в этой работе). Иными словами, маломассивные облака являются более однородными, чем облака больших масс. Поэтому для правого конца спектра очевидно справедливо приближение постоянной лучевой концентрации, разобранный нами в пункте 2.2, а для левого конца - приближение постоянной пространственной плотности, решение для которого описано в разделе 2.1. По этой причине наклон спектра при переходе от маломассивных облаков (или сгущений внутри ГМО) к более массивным может становиться все более крутым: от значений -1.5 он может доходить до -1.9 и более.

Естественно, что ядро K в УС в том случае, когда параметр p зависит от массы облака, имеет более сложный вид. В дальнейшем предполагается провести численное исследование УС для ядра с переменным по спектру значением p . При получении равновесного спектра для системы облаков большую помощь может оказать метод прямого моделирования эволюции ансамбля ГМО, разработанный и примененный авторами настоящей работы [22-24]. Суть метода сводится к учету всех неупругих парных столкновений между облаками, движущимися в гравитационном поле дисковой галактики. Расчеты на основе указанного метода смогут подтвер-

дить правильность высказанного здесь предположения о характере спектра масс молекулярных облаков с переменным по спектру параметром p .

4. *Заключение.* Основной вывод данной работы состоит в том, что коагуляционная модель, вопреки высказывавшимся ранее опасениям [25], вполне адекватно описывает наблюдаемый спектр масс ГМО. Равновесное решение УС, полученное для интервала $m_*/m_* = 10^4$, соответствует в области больших масс ($10^4 M_\odot - 10^6 M_\odot$) наблюдаемому значению наклона спектра (-1.7 - -1.8). Для всего диапазона по массе скорее всего не применимо приближение с универсальным значением параметра p , связывающего плотность газа в облаке и его радиус. Решение УС с переменным по спектру параметром p , а также метод прямого моделирования помогут воссоздать картину эволюции системы облаков в галактике.

Отметим еще одну интересную деталь механизма коагуляции, которую в принципе нельзя смоделировать при помощи УС. Малое облако, сталкиваясь с более рыхлым и более массивным облаком, может быть поглощено им. Масса получающегося облака будет равняться сумме масс исходных облаков, но радиус нового облака при этом не обязательно увеличится. Этот процесс может быть многократно повторен, масса облака заметно вырастет, но оно по-прежнему будет сохранять размеры, близкие к исходным. Это может привести к неоднозначному соответствию между массой облака и его размерами. По-видимому, в реальных условиях это обстоятельство следует принимать во внимание. Учесть и оценить его вклад в эволюцию спектра масс ГМО может только метод прямого моделирования процессов столкновения в системе большого числа облаков.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19695-а). Один из авторов благодарит за финансовую поддержку CNPq, контракт № 301632195 - 2(RE).

Астрономический институт Санкт-Петербургского университета.
Observatório Nacional/CNPq, Brasil

ON THE MASS SPECTRUM OF GIANT MOLECULAR CLOUDS IN THE COAGULATION MODEL

E.V.VOLKOV, N.Ya.SOTNIKOVA

The detailed investigation of the Smoluchovski equation solution describing the coagulation processes in the system of giant molecular clouds is fulfilled. Both cases: the constant spatial gas density and that of constant column density in clouds are concerned. It is shown that the coagulation equation solution is not a power law unique for the whole mass interval under consideration. It is demonstrated also that the form of the solution depends on the clouds mass interval. The comparison with observations made showed that Oort model and coagulation mechanism were able to describe well the observed mass spectrum. The ways to improve Oort model are proposed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.S.Liszt, D.Ziang, W.B.Burton*, *Astrophys. J.*, **249**, 532, 1981.
2. *F.Casoli, F.Combes, M.Gerin*, *Astron. Astrophys.*, **133**, 99, 1984.
3. *D.B.Sanders, P.M.Solomon, N.Z.Scoville*, *Astrophys. J.*, **276**, 182, 1984.
4. *T.Dame, B.G.Elmegreen, R.Cohen, P.Thaddeus*, *Astrophys. J.*, **305**, 892, 1986.
5. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J. Barrett, A. Yahil*, *Astrophys. J.*, **319**, 730, 1987.
6. *G.Field, W.Saslaw*, *Astrophys. J.*, **142**, 583, 1965.
7. *G.Field, J.Hutchings*, *Astrophys. J.*, **153**, 737, 1968.
8. *J.Kwan*, *Astrophys. J.*, **229**, 567, 1979.
9. *F.Casoli, F.Combes*, *Astron. Astrophys.*, **110**, 287, 1982.
10. *P.Goldreich, D.Lynden-Bell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **130**, 97, 1965.
11. *E.N.Parker*, *Astrophys. J.*, **145**, 811, 1966.
12. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, **344**, 306, 1989.
13. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, **342**, L67, 1989.
14. *J.H.Oort*, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **12**, 177, 1954.
15. *R.B.Larson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **194**, 809, 1981.
16. *P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **270**, 105, 1983.
17. *J.Scalo, A.Lazarian*, *Astrophys. J.*, **469**, 189, 1996.
18. *A.A.Stark, J.Brand*, *Astrophys. J.*, **339**, 763, 1989.
19. *В.М.Волощук*, *Кинетическая теория коагуляции*, Гидрометиздат, Л., 1984.

20. *B.G.Elmegreen, E.Falgarone*, *Astrophys. J.*, 471, 816, 1996.
21. *J.Brand, J.G.A.Wouterloot*, *Astron. Astrophys.*, 303, 851, 1995.
22. *N.Sotnikova, E.V.Volkov*, *Astron. Astrophys.*, 288, 942, 1994.
23. *Н.Я.Сотникова, Е.В.Волков*, *Астрофизика*, 37, 615, 1994.
24. *Н.Я.Сотникова, Е.В.Волков*, *Письма в Астрон. ж.*, в печати, 1996.
25. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, 347, 859, 1989.