

УДК 524.527

## СТРУКТУРА МАССИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

Л. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 20 мая 1983

Принята к печати 3 апреля 1984

Рассматривается строение массивных молекулярных облаков, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением. На основании выполненных расчетов сферически-симметричных гидростатических моделей показано, что необходимым условием существования плотных ядер молекулярных облаков является уменьшение скорости турбулентных движений к центру. С наблюдательными данными лучше всего согласуются модели, в которых турбулентная энергия сравнима с тепловой. Из этого условия следует, что скорости хаотических движений должны быть умеренно сверхзвуковыми. Построенная структура массивного ( $\sim 10^5 M_{\odot}$ ) облака качественно согласуется с параметрами наблюдаемых гигантских молекулярных облаков. Зависимость скорости турбулентности от размеров областей в модели сравнима с соотношениями, полученными из наблюдений. Молекулярное облако должно быть погружено в протяженную ( $\sim 100$  пс) и диффузную ( $n \sim 2 - 5 \text{ см}^{-3}$ ) оболочку из атомарного водорода.

1. *Введение.* В последние годы по многочисленным наблюдениям радиоизлучения молекул получен большой объем информации о массивных молекулярных облаках. Для интерпретации этих данных необходимы расчеты их внутренней структуры. Большое время жизни массивных облаков ( $\gtrsim 4 \cdot 10^7$  лет [1]) заставляет предполагать, что они являются квазистационарными образованиями.

В данной работе рассматривается возможность существования массивных облаков, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением. С этой целью рассчитаны модели равновесных турбулентных облаков. В предыдущей работе [2] было показано, что при постоянной по облаку турбулентной скорости нельзя получить высокие плотности, соответствующие наблюдениям, и сделан вывод о том, что в облаках скорость турбулентности должна уменьшаться к центру.

В настоящей работе приводятся результаты численного расчета моделей для свободных параметров — внешнего давления межоблачного газа  $P_0$ ; скорости турбулентности  $v$ , и массы облака  $M$ . Выполненные расчеты позволяют конструировать модели массивных молекулярных облаков, опи-

сывающие наблюдаемые характеристики, а также позволяющие обсуждать проблемы их устойчивости и эволюции.

**2. Формулировка задачи.** В качестве модели будем рассматривать квазистатическое сферически-симметричное облако заданной массы, в котором тепловое и турбулентное давления уравниваются самогравитацией и внешним давлением  $P_0$ . Обладая сравнительной простотой, такие модели дают возможность описывать особенности строения наблюдаемых облаков.

Модель описывается уравнением гидростатического равновесия, дополненным системой уравнений энергетического и химического равновесия. В балансе энергии учитывается: нагрев фотоэлектронами с пылинок, мягкими космическими лучами, диссипацией турбулентности и нагрев при образовании молекул  $H_2$  на поверхности пылинок; охлаждение определяется содержанием  $C^+$ ,  $C$ ,  $O$ ,  $CO$  и частицами межзвездной пыли.

Уравнения, описывающие модель, и методы их решения детально обсуждаются в [3—5] и в краткой форме приведены в приложении. Скорость охлаждения молекулами  $CO$  рассчитывается по аппроксимационной формуле, полученной в [5]. Для этого необходимо знать относительное содержание молекул. Расчету молекулярного состава межзвездных облаков посвящен ряд работ (см., например [6, 7]). Анализ этих исследований позволяет заключить, что обилие молекул  $CO$  определяется главным образом оптической толщиной среды и слабо зависит от температуры и плотности в типичных для молекулярных облаков условиях ( $n \sim 100 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $T \sim 10 - 30 \text{ K}$ ). Область эффективного образования  $CO$  лежит в пределах  $N \sim 10^{21} - 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ . В данной работе принимается зависимость величины  $n(CO)/n(H_2)$  от  $N$  согласно [8]. Предполагается, что это соотношение не зависит от плотности и температуры. При больших плотностях ( $n \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$ ) необходимо учитывать охлаждение межзвездными пылинками. Температура пыли  $T_d$ , которую следует вычислять при расчете скорости охлаждения, находится из условия теплового баланса пылинок. В вычислениях применяется модель, рассмотренная Вернером и Солпитером [9].

Нагрев, связанный с диссипацией турбулентности, определяется величиной диссипации энергии  $\varepsilon_d$ . Оценки для межзвездных облаков дают величину  $\varepsilon_d$  в пределах  $10^{-4} - 10^{-2} \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}$  [10, 11]. В данных расчетах принимается, что  $\varepsilon_d = 10^{-3} \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

**3. Результаты.** Расчеты проведены для параметров:  $P_0$  — в интервале  $3 \cdot 10^3 - 7 \cdot 10^4 \text{ К см}^{-3}$ ,  $v_t$  — в пределах  $0.5 - 5.5 \text{ км с}^{-1}$ . Учет самогравитации дает возможность определять верхний предел массы равновесного облака при заданных величинах  $P_0$  и  $v_t$ . Для каждого значения внеш-

него давления и скорости турбулентности рассмотрен набор масс облаков вплоть до предельной равновесной. Результаты расчетов суммированы на рис. 1—4.

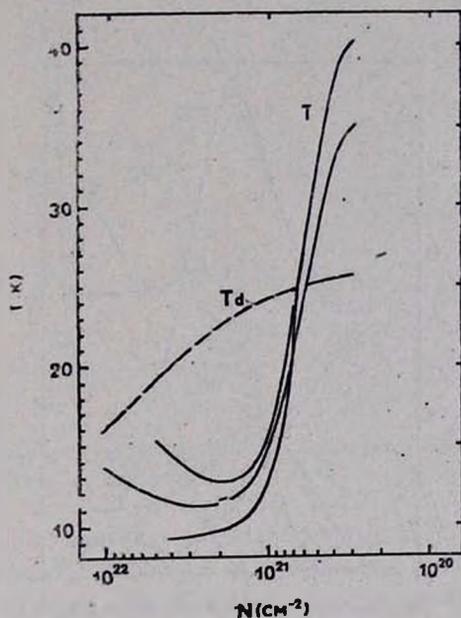


Рис. 1. Распределение температуры газа  $T$  в зависимости от плотности на луче зрения  $N$ . Пунктирной кривой показано изменение температуры пыли  $T_d$ .

На рис. 1 приведена зависимость температуры от плотности на луче зрения для рассчитанных моделей. Анализ этих профилей показывает, что существует общая закономерность: в области  $N \sim (4-8) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  происходит резкое понижение температуры газа. При  $N > 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  градиент уменьшается. В области  $N \sim (1-2.5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  температура примерно постоянна и плавно растет при  $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ .

Такая зависимость определяется соответствующими изменениями с глубиной скоростей нагрева и охлаждения. Из рис. 2 видно, что до  $N \sim 10^{21} \text{ см}^{-2}$  основную роль в нагреве играет ультрафиолетовое излучение, выбивающее электроны с пылинок. В более глубоких слоях, до  $N \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  нагрев определяется в основном взаимодействием газа с космическими лучами. При  $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  преобладающим источником нагрева становится диссипация турбулентности. Небольшой рост температуры в центральных областях обеспечивается этим механизмом.

Охлаждение в наружных слоях до  $N \sim (4-5) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  в основном определяется атомами кислорода и ионами углерода  $\text{C}^+$ , а в более глубо-

ких слоях, где создаются благоприятные условия для образования молекул, молекулами CO. Окись углерода эффективно образуется при  $N \gtrsim 10^{21} \text{ см}^{-2}$ . Следует отметить, что зона образования молекулярного водорода лежит в области  $N \sim (2 - 6) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  (рис. 3).

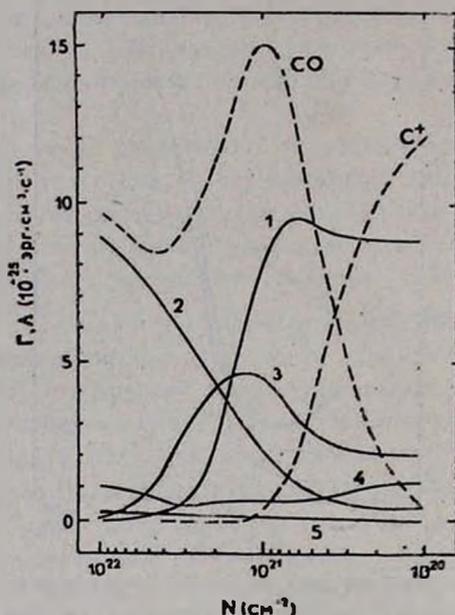


Рис. 2. Функции нагрева (сплошные кривые) и охлаждения (пунктирные кривые) в зависимости от  $N$ : 1 — нагрев фотоэлектронами; 2 — нагрев диссипацией турбулентных движений; 3 — нагрев космическими лучами; 4 — нагрев при образовании  $\text{H}_2$  на пыли; 5 — охлаждение и нагрев межзвездными пылинками.

Как видно из рис. 1, температура пыли  $T_d$  в центральных областях больше температуры газа. Это объясняется тем, что образование молекул CO приводит к более эффективному охлаждению газа. Следовательно, в этой области пыль не охлаждает, а нагревает газ. Эффективность этого нагрева мала по сравнению с другими механизмами.

Итак, резкое понижение температуры газа в области  $N \gtrsim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  обуславливается тем, что: 1) облако становится оптически толстым для внешних источников нагрева; 2) создаются благоприятные условия для образования молекул окиси углерода — эффективных источников охлаждения.

Понижение температуры должно привести (для сохранения давления) к повышению плотности. Таким образом, в облаках, где плотность на луче зрения превышает величину  $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ , должны выделиться холодные, плотные области. Такой механизм формирования плотных ядер

межзвездных облаков впервые рассмотрен в работе [12], в которой показано, что минимальная масса облака, в котором начинают играть роль эффекты непрозрачности,  $\sim 2 \cdot 10^4 M_{\odot}$ .

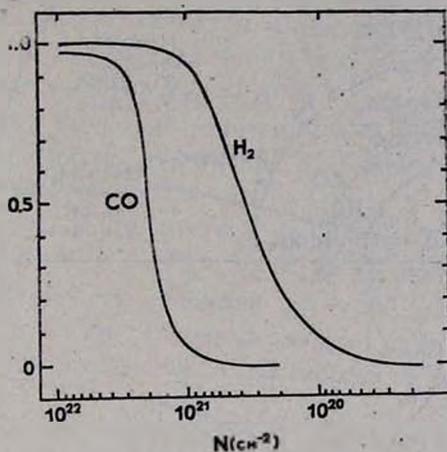


Рис. 3. Относительное содержание молекул водорода  $\mu(H_2)/\mu(H+H_2)$  и молекул окиси углерода  $\mu(CO)/\mu_C$  в зависимости от  $N$ .

Однако, так как давление в облаке определяется суммой теплового  $P_T$  и турбулентного  $P_t$  очевидно, что выделение плотной области возможно только в том случае, когда  $P_t$  не превышает заметно  $P_T$ . В противном случае, при  $P_t \gg P_T$ , понижение температуры газа не приведет к повышению плотности. Анализ структур моделей с различными величинами турбулентной скорости показывает, что выделение плотных ядер происходит тогда, когда турбулентная энергия сравнима с тепловой:

$$E_t \sim E_T. \quad (1)$$

При  $E_t \gg E_T$  получаем диффузные облака. В случае  $E_t \ll E_T$  предельные массы облаков слишком малы и в них  $N \lesssim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ .

Итак, вторым необходимым условием для выделения плотных областей в межзвездных облаках является примерное равенство турбулентной и тепловой энергии. Из (1) имеем

$$v_t \approx 0.2 \sqrt{T} \text{ км с}^{-1}. \quad (2)$$

Сравнивая это выражение с формулой для адиабатической скорости звука  $c_s \approx 0.06 T \text{ (км с}^{-1}\text{)}$  получаем, что скорости хаотических движений должны быть умеренно сверхзвуковыми.

4. Модель массивного облака. По полученным результатам построена модель массивного молекулярного облака (рис. 4).

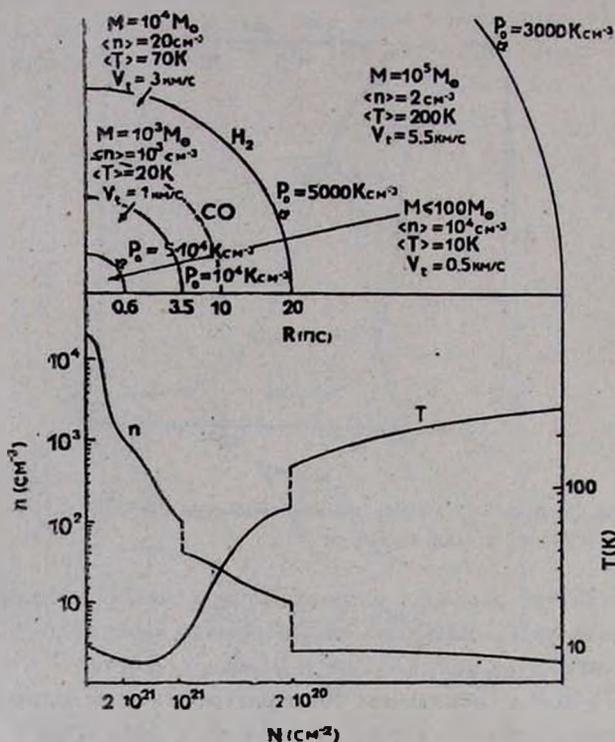


Рис. 4. Строение массивного молекулярного облака. Для каждой зоны приведены значения внешнего давления, массы, турбулентной скорости и средние величины температуры и плотности. В нижней части рисунка показано изменение плотности  $n$  и температуры  $T$  по радиусу. Скачки в распределении параметров на границах зон обусловлены скачкообразными изменениями в модели величины турбулентной скорости.

Для того, чтобы внешняя оболочка с массой  $10^5 M_{\odot}$  поддерживалась в равновесии при внешнем давлении  $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$ , скорости хаотических движений должны достигать величины  $\sim 5.5 \text{ км с}^{-1}$ . Расчет модели с такими параметрами дает низкую плотность газа — величина  $n$  не превышает  $3-4 \text{ см}^{-3}$ . Градиент плотности по радиусу пренебрежимо мал. Температура газа в поверхностных слоях  $\geq 300 \text{ K}$  и заметно падает с глубиной. Водород в основном находится в атомарном состоянии. Радиус облака около  $70 \text{ пс}$ . Таким образом, получаем протяженную диффузную оболочку H I.

Во внутренних областях, при  $N > 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  начинается эффективное образование молекулярного водорода. Температура газа в этой области падает ниже  $100 \text{ K}$ . Скорость турбулентности не дол-

жна превышать  $2-3 \text{ км с}^{-1}$ , давление возрастает до  $\sim 5000 \text{ К см}^{-3}$ . Расчеты для параметров  $v_t = 3 \text{ км с}^{-1}$  и  $P_0 = 5000 \text{ К см}^{-3}$  дают значение предельной массы  $\mathcal{M}_{\text{кр}} \approx 10^4 \mathcal{M}_{\odot}$ . Плотность газа в среднем  $\sim 10 \text{ см}^{-3}$  с небольшим градиентом к центру. Выделяемая зона представляет собой область молекулярного водорода. Молекул окиси углерода здесь мало:  $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) \approx 10^{-7}$ . Радиус этой области  $\sim 20 \text{ пс}$ .

При  $N \geq 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  выделяется плотная, холодная зона, где температура резко падает до  $\sim 20 \text{ К}$ . Следовательно, скорость турбулентности должна уменьшиться до  $\sim 1 \text{ км с}^{-1}$ . Давление достигает величины  $\sim 10^4 \text{ К см}^{-3}$ . Предельная масса равновесного облака с параметрами  $v_t = 1 \text{ км с}^{-1}$  и  $P_0 = 10^4 \text{ К см}^{-3}$  составляет  $\sim 10^3 \mathcal{M}_{\odot}$ . Плотность в этой области меняется от  $\sim 100 \text{ см}^{-3}$  в поверхностных слоях до более чем  $10^3 \text{ см}^{-3}$  в центральных. Градиент плотности примерно соответствует степенной зависимости:  $n \propto r^{-1.2}$ . Радиус этой области  $\sim 3.5 \text{ пс}$ .

Следующая, более глубокая зона выделяется при  $N \geq 2 \cdot 10^{21}$ . Здесь температура газа примерно постоянна, около  $10 \text{ К}$ , а при  $N \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  медленно растет. В этой области резко ослабляется нагрев космическими лучами и температура определяется, главным образом, диссипацией турбулентности. Углерод связан в молекулы CO (при  $N \geq 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$   $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) \geq 7 \cdot 10^{-5}$ ). Скорость турбулентности в этих условиях не должна превышать  $\sim 0.5 \text{ км с}^{-1}$ . Давление достигает величины  $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ К см}^{-3}$ . Расчет моделей для этих значений  $v_t$  и  $P_0$  дает  $\mathcal{M}_{\text{кр}} = 70 \mathcal{M}_{\odot}$ . Градиент плотности близок к степенной зависимости с коэффициентом  $-2$ :  $n \propto r^{-2}$ . Плотность в центральных областях превышает величину  $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Радиус этой зоны  $\approx 0.6 \text{ пс}$ .

5. *Обсуждение.* Из приведенной модели следует, что молекулярное облако должно быть окружено протяженной разреженной оболочкой из атомарного водорода. Действительно, в направлении некоторых известных гигантских молекулярных облаков по наблюдениям в линии H I на  $21 \text{ см}$  обнаружено значительное количество атомарного водорода (см., например, [13, 14]). Размеры этих оболочек превышают  $100 \text{ пс}$ , плотность газа оценивается в  $2-5 \text{ см}^{-3}$ . Атомарный водород распределен более однородно по сравнению с молекулярными областями, которые обладают крайне неоднородной структурой и включают в себя ряд сгустков. Часто наблюдается целая иерархия более малых и плотных сгустков, погруженных в более крупные и разреженные. Параметры наиболее глубокой и плотной зоны модели хорошо согласуются с характеристиками этих малых и плотных сгустков. Обращает на себя внимание тот факт, что структура этой зоны похожа на структуру изолированных больших глобул, и есть основа-

ния предполагать, что глобулы представляют собой остатки массивных молекулярных облаков, разрушенных в результате звездообразования. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

Для сравнения с моделью в качестве примера рассмотрим структуру гигантского молекулярного комплекса в Орионе. В этой области внутри «Петли Барнарда» наблюдается HI облако с массой  $\sim 10^5 M_{\odot}$  и размером  $\sim 120$  пс. Плотность газа в этой области около  $4 \text{ см}^{-3}$  и практически не меняется по облаку [15]. Ширины линий HI соответствуют скоростям  $\sim 7 \text{ км с}^{-1}$ .

В этой оболочке находятся два массивных молекулярных облака L 1630, L 1641. Первое из них имеет массу  $\sim 6 \cdot 10^4 M_{\odot}$  и размеры  $20 \times 40$  пс. Облако L 1641 имеет массу  $\sim 9 \cdot 10^4 M_{\odot}$  и вытянуто вдоль галактической плоскости на  $\sim 70$  пс, а в перпендикулярном направлении на  $\sim 13$  пс. Средняя концентрация частиц газа в этой области по данным  $^{13}\text{CO}$  около  $20 \text{ см}^{-3}$ . Дисперсия скоростей по ширинам линий  $^{13}\text{CO}$  составляет  $\sim 5 \text{ км с}^{-1}$ .

Внутри L 1641 выделяются четыре плотных фрагмента с массами от  $3 \cdot 10^3$  до  $10^4 M_{\odot}$  [16], плотность газа в которых в среднем около  $10^3 \text{ см}^{-3}$ . Ширины линий  $\text{H}_2\text{CO}$  свидетельствуют о скоростях  $\sim 1-2 \text{ км с}^{-1}$ . Размеры этих фрагментов в среднем около 5 пс. Наиболее детально изучен один из этих четырех сгустков. Это известное «молекулярное облако в Орионе» с массой  $\sim 6 \cdot 10^3 M_{\odot}$ , размеры которого в картинной плоскости  $\sim 5 \times 1.5$  пс и средняя плотность газа  $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ . В этом сгустке, в свою очередь, выделяются два фрагмента: OMC1 с массой  $\sim 10^3 M_{\odot}$ , размерами  $L \simeq 1.2$  пс,  $\langle n \rangle \simeq 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $\langle \Delta v \rangle \simeq 2 \text{ км с}^{-1}$  и OMC2, с массой  $\sim 160 M_{\odot}$ ,  $L \simeq 0.6$  пс,  $\langle n \rangle \simeq 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $\langle \Delta v \rangle \lesssim 1 \text{ км с}^{-1}$  [17, 18]. В OMC1 происходит мощный процесс звездообразования. Молекулярные эмиссионные линии в направлении инфракрасных источников шире, чем в окружающей области. В направлении объекта KL ширины линий  $\text{NH}_3$ , HCN примерно соответствуют  $3-4 \text{ км с}^{-1}$  и уменьшаются до  $1-2 \text{ км с}^{-1}$  на краях OMC1 [19].

Следует отметить, что в рассматриваемой модели не учитывается возможное влияние погруженных внутрь облака звезд на его структуру. Другими словами, рассматривается строение облака, в котором процесс звездообразования еще не начался, или еще не эффективен. Тем не менее, как видно из приведенного примера, присутствие небольшого количества звезд в гигантском облаке не оказывает заметного влияния на глобальные параметры облака. И несмотря на незначительные расхождения в конкретных параметрах, вся иерархическая структура молекулярного комплекса качественно согласуется с рассчитанной моделью.

Такое согласие делает предпочтительным вывод о том, что массивные молекулярные облака находятся в квазиравновесном состоянии и должны быть долгоживущими образованиями.

6. *Выводы.* Полученные результаты позволяют заключить, что значения скоростей хаотических движений, необходимых для объяснения структуры массивных облаков, должны быть умеренно сверхзвуковыми. Этот вывод согласуется с наблюдательными данными. Ширины линий, регистрируемых в молекулярных облаках, соответствуют, как правило, скоростям, превышающим скорость звука (см., например, [20, 21]).

Сверхзвуковые потоки обычно представляют как случайно движущиеся с большими скоростями фрагменты газа [22]. В этом случае турбулентную среду можно рассматривать как ансамбль турбулентных вихрей и ударных фронтов [23].

Хотя мало известно о сверхзвуковой турбулентности, есть свидетельства в пользу того, что структура умеренно сверхзвукового потока похожа на структуру дозвукового потока [24]. Ларсон в своих исследованиях [20, 25] обнаружил, что дисперсия скоростей  $\sigma$  в межзвездной среде показывает степенную зависимость от размеров области  $L$ :  $\sigma \approx 1.1 L^{0.38}$ , не сильно отличающейся от закона Колмогорова для дозвуковой турбулентности:  $\sigma \propto L^{0.33}$ . Аналогичные исследования для больших глобул показали подобную же зависимость [26]:  $\sigma \approx 0.58 L^{0.48}$ . Для сравнения отметим, что в приведенной модели зависимость между скоростью турбулентности и размерами области списывается выражением  $v_t = 0.45 L^{0.5}$ , что сравнимо с соотношениями, полученными из наблюдений.

Тот факт, что полученная зависимость несколько круче колмогоровской, согласуется с интерпретацией наблюдаемых движений как сверхзвуковая турбулентность, так как в этом случае часть энергии может быть диссипирована непосредственно в ударной волне.

Так как энергия турбулентного движения непрерывно диссипирует, принципиальное значение имеет вопрос о времени диссипации. Обычно принимается, что турбулентный вихрь разрушается за время прохождения расстояния, равного его диаметру:  $\tau \approx l/v_t$ . Характерное время диссипации в межзвездных облаках не превышает величины  $\sim 10^6$  лет. Следовательно, для поддержания турбулентного движения в стационарном состоянии за время жизни облака должен существовать непрерывный приток энергии. Скорость диссипации накладывает нижний предел на приток энергии. Источник должен обеспечить приток со скоростью, достаточной, по крайней мере, чтобы восполнять расход энергии на диссипацию. Как уже отмечалось, для межзвездных облаков величина диссипации энергии  $\dot{E}_d$  в среднем оценивается в  $10^{-3}$  эрг  $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$ .

Можно указать несколько возможных источников турбулентной энергии [11, 22, 27]. Представляет интерес механизм генерации турбулентности при столкновениях массивного облака с малыми облаками. По оценкам [27] этот источник обеспечивает приток энергии со скоростью  $\epsilon_n \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  эрг  $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$ . Как видим, такой механизм может поддерживать турбулентность в массивном облаке. Другой возможный источник — дифференциальное вращение Галактики [11] также обеспечивает достаточную скорость притока энергии:  $\epsilon_n \simeq (0.4 - 2) 10^{-3}$  эрг  $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$ .

С другой стороны, исследование диссипации сверхзвуковых хаотических движений [22] указывает на то, что характерное время диссипации должно быть значительно больше принимаемой для дозвуковой турбулентности. В работе [22] в качестве турбулентной среды предлагается модель системы взаимодействующих фрагментов. Модель представляет собой облако, содержащее большое количество фрагментов, которые обладают случайными движениями и взаимодействуют между собой и с окружающим газом. Преобладание нелобовых столкновений, в которых теряется сравнительно небольшая часть энергии, приводит к тому, что характерное время диссипации становится примерно в 20 раз больше характерного времени геометрических столкновений. В результате время жизни облака оказывается на порядок больше времени свободного падения. Полученный вывод ослабляет требования к источникам турбулентности.

**7. Заключение.** В приведенной работе выполнено исследование строения массивных межзвездных облаков с учетом турбулентного давления. Показано, что только в облаках, где плотность на луче зрения  $N_n$  превышает величину  $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ , создаются условия для выделения плотных и холодных областей. Это связано с тем, что облако становится оптически толстым для внешних источников нагрева, а также создаются благоприятные условия для образования молекул — эффективных источников охлаждения. Окружающая оболочка имеет низкую плотность и температура в ней выше 100 К. Таким образом, молекулярное облако должно быть окружено протяженной диффузной оболочкой.

Плотность газа в центральных областях становится достаточно высокой только в том случае, когда скорости хаотических движений в них ниже, чем в окружающей оболочке. С наблюдательными данными лучше всего согласуются модели, в которых турбулентная энергия примерно равна тепловой. Из этого условия следует, что турбулентная скорость должна превышать скорость звука.

На основе полученных результатов построена модель массивного межзвездного облака. Характеристики этой модели качественно согласуются с наблюдаемыми параметрами гигантских молекулярных облаков. На осно-

вании этого можно заключить, что эти объекты находятся в квазиравновесном состоянии и должны быть долгоживущими образованиями.

### Приложение

Внутреннее строение модели определялось численно решением системы уравнений:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho \frac{Gm}{r^2}, \quad (\text{П1})$$

$$\frac{\partial m}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho, \quad (\text{П2})$$

$$\Gamma(\rho, x) = \Lambda(\rho, T, x), \quad (\text{П3})$$

$$\sum_i \varepsilon_{ij}(\rho, T, x) = \sum_i L_{ij}(\rho, T, x), \quad (\text{П4})$$

$$P = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{2} \rho V_i^2. \quad (\text{П5})$$

Здесь  $\Gamma$  и  $\Lambda$  — суммарные скорости нагрева и охлаждения в единице объема, меняющиеся с глубиной  $x = R - r$ , где  $R$  — радиус облака, являющийся искомой величиной;  $\varepsilon$  и  $L$  — скорости образования и разрушения  $j$ -го элемента,  $j = 1, \dots, n$ ;  $n$  — количество рассматриваемых химических элементов.

Уравнения записывались в лагранжевых переменных в безразмерном виде. Облако разбивалось на  $j$  слоев по массе. Граничные условия:  $r_1 = 0$  при  $m = 0$  и  $P_{j+1/2} = P_0$  при  $m = M$ . Здесь  $P_0$  — внешнее давление,  $M$  — масса облака.

В уравнении теплового равновесия (П3) содержатся следующие механизмы нагрева:

1) фотоэлектронная эмиссия с пылевых частиц. Выражение для скорости нагрева имеет вид:

$$\Gamma_1 = 1.6 \cdot 10^{-13} n \xi_d \int \sigma_d(\lambda) I(\lambda, x) d\lambda \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь  $\xi_d$  и  $\sigma_d$  — относительное содержание и сечение поглощения пылинок,  $I(\lambda, x)$  — интенсивность межзвездного излучения на глубине  $x$ ;

2) взаимодействие космических лучей с веществом облака:

$$\Gamma_2 = 1.4 \cdot 10^{11} n \zeta \exp(-2 \cdot 10^{-4} xn) [\alpha(x(\text{H}) + x(\text{H}_2) + x(\text{H}_+)) + 32.8 x_e] \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь  $\tau = 2 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$  — скорость ионизации космическими лучами,

$$\alpha = [x(\text{H}) + 1.1 x(\text{H}_2) + 130 x_e] / [x(\text{H}) + 1.25 x(\text{H}_2) + 56.5 x_e];$$

3) диссипация турбулентности:

$$\Gamma_3 = 2.4 \cdot 10^{-27} n \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

4) образование молекул  $\text{H}_2$  на поверхности пылинок:

$$\Gamma_4 = 2 \cdot 10^{-29} x(\text{H}) n^2 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

В правую часть уравнения (ПЗ) входят следующие механизмы охлаждения:

1) ионами углерода  $\text{C}^+$ :

$$\Lambda(\text{C}^+) = [6.67 \cdot 10^{-20} T^{-0.5} n_e + 1.77 \cdot 10^{-23} n(\text{H})] n(\text{C}^+) \times \\ \times \exp(-92/T) \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

2) атомами углерода  $\text{C}$ :

$$\Lambda(\text{C}) = 10^{-24} T^{0.33} n(\text{C}) n(\text{H}) [3.4 \exp(-62/T) + \\ + 0.81 \exp(-23/T)] \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1};$$

3) атомами кислорода  $\text{O}$ :

$$\Lambda(\text{O}) = 10^{-24} T^{0.33} n(\text{O}) [3.7 n_e \exp(-326/T) + \\ + 6.43 n(\text{H}) \exp(-228/T)] \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Эти три выражения справедливы при  $n \lesssim 300 \text{ см}^{-3}$  и плотности на луче зрения  $N \lesssim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ . На больших глубинах эти механизмы играют подчиненную роль;

4) молекулами окиси углерода:

$$\Lambda(\text{CO}) = 1.708 \cdot 10^{-29} n(\text{CO}) \frac{\sum_{j=1}^{J_{\max}} J^5 \exp(-E_j/kT) L(\tau_{j, j-1})}{\sum_{j=0}^{J_{\max}} (2j+1) \exp(-E_j/kT)} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь  $E_j = 3.82 \cdot 10^{-16} J(J+1)$  эрг — энергия  $J$ -го вращательного уровня;  $J_{\max} = \text{ent}(T/5.536) + 2$ ,  $L(\tau)$  — функция, учитывающая вероятность того, что квант с длиной волны  $\lambda_{j, j-1}$  свободно покинет облако с оптической глубины  $\tau$ . Эта формула дает хорошее согласие с точными расчетами в условиях плотных межзвездных облаков: при  $n \gtrsim 100 \text{ см}^{-3}$  и  $T \lesssim 100 \text{ K}$ ;

5) частицами межзвездной пыли:

$$\Lambda_d = 6.28 \cdot 10^{-12} r_d^2 \xi_d T^{0.5} (T - T_d) n^{\beta} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1},$$

где  $r_d$  — радиус пылинки,  $T_d$  — температура пыли,  $\beta \approx 1.04$  — коэффициент, зависящий от относительного содержания водорода, гелия и тяжелых элементов. В расчетах принималось  $r_d = 0.125 \mu$ ,  $\xi_d = 5 \cdot 10^{-13}$ . Температура пыли определялась из условия теплового баланса:

$$W_c + W_a - W_e = 0,$$

где  $W_c = \Lambda_d / n_d$  — энергия, получаемая пылинкой в единицу времени в результате столкновений,  $W_a = \int \sigma(\lambda) F(\lambda) \exp(-\tau_\lambda) d\lambda$  — энергия межзвездного излучения, поглощаемая пылинкой в единицу времени,  $W_e = \int \sigma(\lambda) B(\lambda, T_d) d\lambda$  — энергия, излучаемая пылинкой в инфракрасной области за единицу времени. Здесь  $\sigma(\lambda)$  — сечение поглощения,  $F(\lambda)$  — поток межзвездного излучения,  $B(\lambda, T_d)$  — функция Планка с температурой  $T_d$ . При вычислении температуры пыли принимается, что собственное излучение пылинок в инфракрасной области не поглощается. Зависимость сечения поглощения пылинками от  $\lambda$  в диапазоне  $0.1 - 100 \mu\text{m}$  принималась по данным [28, 29]. Для  $\lambda > 100 \mu\text{m}$  принята степенная зависимость:  $\lambda^{-3.3}$ .

В уравнении химического равновесия (П4) включены процессы, определяющие концентрацию частиц  $\text{H}$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{C}^+$ , от которых, главным образом, зависят энергетика и оптические характеристики модели. Для определения содержания молекул  $\text{CO}$  использовалась зависимость  $x(\text{CO})$  от  $N$  согласно [8].

При построении модели рассчитывалась интенсивность межзвездного излучения в облаке с учетом поглощения в непрерывном спектре пылевыми частицами и при ионизации атомов углерода, а также в линиях молекулярного водорода. Вклад, который вносят излучения из различных направлений, приходящих на глубину  $x$ , учитывается приближенно, следуя работе Глазгольда и Лангера [30]. Для интенсивности излучения, падающего на границу облака, принимался спектр излучения, рассчитанный Гондхейликарсом и Вильсоном [31]. В модели учитывалось ослабление потока космических лучей, принимая, что частицы с энергией  $2 \text{ МэВ}$  имеют длину свободного пробега  $N \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ .

Рассчитана сетка моделей для набора масс облаков  $\mathfrak{M}$  при различных значениях внешнего давления  $P_0$  и скорости турбулентности  $v_t$ . В модели вычисляется радиус облака, распределение по радиусу плотности, темпе-

ратуры газа, температуры пыли, давления скоростей нагрева и охлаждения, химического состава, степени ионизации, интенсивности межзвездного излучения, скорости фотодиссоциации  $H_2$  и других параметров.

Эти результаты использованы для создания моделей массивных облаков. Параметры подбирались таким образом, чтобы модель имела центральную плотность и массу, согласующиеся с наблюдаемыми. При построении составной модели на границах зон сохранялась непрерывность давления и потока излучения.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

## THE STRUCTURE OF MASSIVE MOLECULAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

The structure of massive molecular clouds supported by turbulent pressure is considered. On the basis of model calculations for spherically-symmetrical hydrostatic clouds it has been shown that the necessary condition for the existence of the dense cores of molecular clouds is the turbulent velocity decrease towards the cloud's center. The best consistent with observed data have the models in which turbulent and thermal energies are comparable. According to this condition the turbulent velocities have to be moderately supersonic. The obtained structure of massive ( $\sim 10^5 M_{\odot}$ ) cloud is in quality consistence with the observed parameters of the giant molecular clouds. In our model the dependence of turbulent velocity on the size of the region is consistent with relations obtained from observed data. The molecular cloud must have an extended ( $\sim 100$  pc) and diffused ( $n \sim 2 - 5 \text{ cm}^{-3}$ ) atomic hydrogen-environment.

### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Blitz, F. H. Shu, Ap. J., 238, 148, 1980.
2. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 17, 359, 1981.
3. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и Астрофизика, 37, 31, 1979.
4. Л. Н. Аршуткин, Астрометрия и Астрофизика, 41, 29, 1980.
5. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 16, 737, 1980.
6. E. Iglesias, Ap. J., 218, 697, 1977.
7. Y. P. Viala, C. M. Walmsley, Astron. Astrophys., 50, 1, 1976.
8. T. de Jong, A. Dalgarno, W. Boland, Astron. Astrophys., 91, 68, 1980.
9. M. W. Werner, E. E. Salpeter, M. N. RAS, 145, 249, 1969.
10. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.

11. R. C. Fleck, Jr., Ap. J., 242, 1019, 1980.
12. И. Г. Колесник, в кн. «Ранние стадии эволюции звезд». Наукова думка, Киев, 1977, стр. 10.
13. H. Tetsuo, S. Fumio, F. Yasuo, Interstellar Mol. Symp. Int. Astron. Union, Quebec, 1979. Dordrecht e. a., 1980, p. 159.
14. S. Fumio, F. Yasuo, H. Tetsuo, Interstellar Mol. Symp. Int. Astron. Union, Quebec, 1979. Dordrecht e. a., 1980, p. 187.
15. T. K. Menon, Ap. J., 127, 28, 1958.
16. R. W. Few, R. S. Booth, M. N. RAS, 188, 181, 1979.
17. P. T. P. Ho, A. H. Barrett, P. C. Myers, D. N. Matsakis, A. C. Cheung, M. F. Chui, C. H. Townes, K. S. Yngvesson, Ap. J., 234, 912, 1979.
18. J. Smith, D. K. Lynch, D. Cudaback, M. W. Warner, Ap. J., 234, 902, 1979.
19. N. J. Evans II, B. Zuckerman, T. Sato, G. Morris, Ap. J., 199, 383, 1975.
20. R. B. Larson, M. N. RAS, 194, 809, 1981.
21. B. G. Elmegreen, C. J. Lada, D. F. Dickinson, Ap. J., 230, 415, 1979.
22. J. M. Scalo, W. A. Pumphrey, Ap. J., 258, L29, 1982.
23. В. Г. Горбачукий, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977, стр. 115.
24. P. Bradshaw, Ann. Rev. Fluid Mech., 9, 33, 1977.
25. R. B. Larson, M. N. RAS, 186, 479, 1979.
26. C. M. Leung, M. L. Kutner, K. N. Mead, Ap. J., 262, 583, 1982.
27. F. Bash, M. Hausman, J. Papalotzou, Ap. J., 245, 92, 1981.
28. R. C. Bless, B. D. Savage, Ap. J., 171, 293, 1972.
29. P. A. Aannestad, Ap. J., 200, 30, 1975.
30. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 193, 73, 1974.
31. P. M. Gondhalekar, P. Wilson, Astron. Astrophys., 38, 329, 1975.