

УДК 524.527.3/7

## Модели турбулентных межзвездных облаков

И. Г. Колесник

Рассмотрены модели межзвездных облаков, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением с известным законом распределения по облаку. Получены уравнения, описывающие строение таких моделей, и проведен их анализ. Показано, что эти модели хорошо представляют наблюдаемые характеристики и структуру межзвездных облаков во всем диапазоне значений масс. Рассмотрены свойства гигантских молекулярных облаков и сверхоблаков. Изучена зависимость масса—радиус для межзвездных облаков. Показано, что строение и эволюционное состояние межзвездных облаков определяются четырьмя физическими параметрами.

*TURBULENT INTERSTELLAR CLOUD MODELS, by Kolesnik I. G.*—The models of interstellar cloud maintained in equilibrium by turbulent pressure with the known radial distribution are considered. The equations of internal structure of cloud models are derived, and their solutions are analysed. It is shown that the models constructed are consistent with observed parameters and structure of interstellar clouds for all mass range. Properties of giant molecular clouds and superclouds are considered. The mass—radius relation for interstellar clouds is studied. It is shown that the structure and evolutionary state of interstellar cloud can be determined by four physical parameters.

1. **Введение.** Наблюдаемые межзвездные облака обладают очень широким разнообразием свойств и характеристик [9]. Существуют весьма плотные холодные облака небольших размеров и масс [21—23]. Такие облака являются структурными элементами более протяженных и сложных по строению гигантских молекулярных облаков [15]. Для гигантских молекулярных облаков характерна структура ядро—гало, когда плотная холодная центральная конденсация окружена протяженной оболочкой сравнительно низкой плотности. Массы таких облаков достигают примерно  $10^5 M_{\odot}$ , а размеры — 50—100 пк. Это крупнейшие объекты в Галактике, с которыми связаны области звездообразования и звездные комплексы [6]. Поэтому исследования физики таких объектов имеют принципиальное значение для решения проблем происхождения звезд и крупномасштабной структуры галактик.

В последнее время выяснилось, что плотные молекулярные облака могут поддерживаться в квазистатическом равновесии турбулентными движениями. Из наблюдений следует, что в молекулярных облаках турбулентная скорость  $v_t$  является степенной функцией размера исследуемой области [17, 18, 20], которую можно записать в виде  $v_t \sim r^{0.4 \div 0.5}$ , где  $r$  — расстояние от центра облака. Как правило, турбулентные скорости превышают скорость звука. Поэтому исследования строения гигантских молекулярных облаков важны также для решения проблемы возникновения и поддержания межзвездной сверхзвуковой турбулентности [14].

Данные о других галактиках показывают, что гигантские молекулярные облака представляют собой ядра еще более крупных образований, получивших название сверхоблаков [13]. Массы сверхоблаков достигают  $10^7 M_{\odot}$ , а размеры могут превышать 1 кпк.

Итак, существует проблема природы, строения и возможных направлений эволюции межзвездных облаков, обладающих широким спектром свойств и характеристик. Важное место занимают задачи моделирования внутреннего строения межзвездных облаков.

На основании имеющихся разнообразных наблюдательных данных в некоторых случаях удается построить эмпирические модели межзвездных облаков [16, 24, 25]. Из этих работ следует, что облака можно считать квазиравновесными образованиями. Теоретический анализ гидростатических моделей проведен в работе [12]. При этом учитывалась роль турбулентного давления, но анализировался только случай турбулентных движений, для которых число Маха постоянно по облаку и не превышает единицы. Очевидно, в этом случае распределение турбулентной скорости по облаку полностью определяется температурным профилем.

Детальный анализ строения межзвездных облаков различных типов [2, 4, 5] показал, что определенную роль в строении гигантских молекулярных облаков должно играть распределение турбулентных скоростей по облаку. Структурность облака также определяется выделением областей, в которых может происходить образование молекул  $H_2$  и CO [1, 5, 8]. Образование молекул  $H_2$  возможно на глубинах, на которых лучевая концентрация  $N \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ , а образование молекулы CO начинается при  $N \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ . Построение моделей облаков обычно сводится к сложной трудоемкой задаче [3, 5, 12]: приходится численно решать громоздкую систему уравнений гидростатического равновесия, энергетического баланса и кинетических уравнений для образования основных молекул.

В настоящей работе предлагается новый способ построения моделей облаков, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением с известным законом распределения по облаку. Показано, что в этом случае удается описать строение и характеристики всего разнообразия наблюдаемых облаков.

**2. Основные уравнения.** Рассмотрим строение равновесного сферического облака с учетом турбулентного давления, которое описывается уравнениями гидростатического равновесия

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho \frac{Gm}{r^2}, \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (2)$$

Запишем уравнение для давления в виде

$$P = c_0^2 \beta(r) \rho, \quad (3)$$

где  $c_0 = \sqrt{RT_0/\mu_c}$  — изотермическая скорость звука в центральных частях облака, имеющих температуру  $T_0$  и относительную молекулярную массу  $\mu_0$ ;  $R$  — газовая постоянная;  $\beta(r)$  — известная функция радиуса  $r$ , выражение для которой запишем из следующих соображений.

Турбулентные движения в облаке имеют скорости  $v_t$ , зависящие от  $r$  по закону

$$v_t = v_0 r^{\alpha/2}, \quad (4)$$

где  $v_0$  — некоторая постоянная. Тогда для турбулентного давления получим

$$P_t = (1/3) \rho v_t^2 = (1/3) \rho v_0^2 r^{\alpha}. \quad (5)$$

Турбулентное давление вносит основной вклад при  $r > r_0$ , когда выполняется условие  $v_t > c_0$ . Так будет продолжаться до расстояния  $r_1$ , начиная с которого плотность в облаке становится настолько низкой, что температура газа возрастает до 6000—8000 К. Такие температуры имеем в «теплой» межзвездной среде при  $n \leq 1 \text{ см}^{-3}$  [10]. В этом случае турбулентность снова становится дозвуковой и перестает играть определяющую роль в давлении. Следовательно, если облако содержит оболочку низкой плотности, то в ней

$$P_1 = c_1^2 \rho, \quad (6)$$

где  $c_1^2 = RT_1/\mu_1$ ;  $T_1$  — температура газа в оболочке;  $\mu_1$  — относительная молекулярная масса в оболочке.

Переходный слой между турбулентным ядром и внешней изотермической оболочкой должен быть узким, поскольку  $T_1$  определяется механизмами нагрева, которые отключаются, когда оптическая толщина оболочки для внешних ионизирующих излучений становится близкой к единице. Из этих соображений для функции  $\beta(r)$  можно написать выражение

$$\beta(r) = 1 + (1/3)(r/r_0)^\kappa + (2/3)B\{1 + \exp[\alpha(1-r/r_1)]\}^{-1}. \quad (7)$$

Величина

$$B = c_1^2/c_0^2 = (r_1/r_0)^\kappa. \quad (8)$$

Для радиусов  $r_0$  и  $r_1$  имеем соотношения

$$r_0 = (c_0/v_0)^{2/\kappa}; \quad r_1 = (c_1/v_0)^{2/\kappa}. \quad (9)$$

Очевидно, при  $r < r_0$  в облаке находится изотермическое ядро, в котором  $v_t < c_0$ . При  $r_0 < r < r_1$  имеем сверхзвуковую турбулентность, вносящую основной вклад в давление. При  $r > r_1$  вследствие разогрева оболочки турбулентность перестает быть сверхзвуковой и основную роль в давлении будет играть газ с температурой  $T_1$ . Поэтому при  $r > r_1$  вместо выражения (7) имеем

$$\beta(r) \approx 1 + B/3 + (2/3)B\{1 + \exp[\alpha(1-r/r_1)]\}^{-1}. \quad (10)$$

В выражениях (7) и (10) коэффициент  $\alpha$  определяет ширину переходного слоя между турбулентным ядром и изотермической оболочкой.

При  $r < r_1$  третье слагаемое в правой части выражения (7) становится пренебрежимо малым. В этом случае

$$\beta(r) = 1 + (1/3)(r/r_0)^\kappa, \quad (11)$$

что соответствует моделям турбулентных облаков. При  $r > r_1$  из формулы (10) находим

$$\beta(r) \approx 1 + B \approx B. \quad (12)$$

Варьируя величину  $\alpha$ , можно выбрать физически приемлемую толщину переходного слоя. Отметим, что при  $\alpha = 50$  величина  $\{1 + \exp[\alpha(1-r/r_1)]\}^{-1}$  изменяется практически от нуля до единицы при изменении отношения  $r/r_1$  от 0.8 до 1.2. Если принять  $\alpha = 100$ , то соответствующие значения  $r/r_1$  будут составлять 0.9 и 1.1.

Итак, в рассматриваемой задаче есть три свободных физических параметра:  $r_0$  — расстояние, начиная с которого турбулентность становится сверхзвуковой;  $\kappa$  — показатель спектра турбулентности;  $B$  — параметр, определяющий расстояние  $r_1$ , начиная с которого турбулентное молекулярное облако может быть окружено изотермической оболочкой, состоящей из атомарного водорода. Изменяя эти параметры, можно достаточно адекватно учесть условия, наблюдаемые в молекулярных облаках.

Из работ [18, 20] следует, что в плотных холодных облаках и глобулах  $v_0 \approx 0.5-0.6$  км·с<sup>-1</sup>·пк<sup>-1/2</sup>. Поскольку в таких облаках  $T_0 \approx 10$  К и  $\mu_0 = 2.3$ , находим  $c_0 \approx 0.2$  км/с. Используя соотношения (9), получаем  $r_0 \approx 0.1-0.2$  пак. Отметим, что от величины  $r_0$  зависит крутизна нарастания турбулентной скорости в облаке. Показатель спектра турбулентности  $\kappa$  изменяется от 0.7 (колмогоровский предел) до 1.0 (вириальный предел). Если облако окружено разреженной оболочкой с концентрацией частиц  $0.1-0.5$  см<sup>-3</sup>, то  $T_1 \approx 7000$  К и  $\mu_1 = 1.4$  [10]; поэтому  $c_1^2 \approx 4 \times 10^{11}$ . Отсюда  $B \approx 1000$ . Это, видимо, наиболее характерное значение параметра  $B$ . В тех случаях, когда за счет дополнительных источников нагрева либо при отсутствии эффективных механизмов охлаждения  $T_0$  будет выше, величина  $B$  становится меньше. При  $T_0 = 200$  К получаем  $B = 50$ .

При  $\beta=1$  уравнения (1) — (3) сводятся к уравнениям строения изотермических шаров. Поэтому, следуя [11], удобно перейти к безразмерным переменным с помощью соотношений

$$r = \alpha \xi, \quad \rho = \rho_c \exp(-\psi), \quad \alpha = (c_0^2/4\pi G \rho_c)^{1/2}, \quad (13)$$

где  $\rho_c$  — центральная плотность. Теперь исходная система уравнений принимает вид

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{1}{\beta} \left( \frac{\varphi}{\xi^2} + \frac{d\beta}{d\xi} \right), \quad (14)$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = \xi^2 \exp(-\psi), \quad (15)$$

$$\beta = 1 + (1/3) (\xi/\xi_0)^\kappa + (2/3) B \{1 + \exp[\alpha(1 - \xi/\xi_1)]\}^{-1} \text{ для } \xi \leq \xi_1, \quad (16)$$

$$\beta = 1 + B/3 + (2/3) B \{1 + \exp[\alpha(1 - \xi/\xi_1)]\}^{-1} \text{ для } \xi > \xi_1. \quad (17)$$

Входящая в уравнения (14), (15) функция  $\varphi(\xi)$  связана с массой внутри сферы безразмерного радиуса  $\xi$  соотношением

$$m = 4\pi\alpha^3 \rho_c \varphi. \quad (18)$$

Очевидно, в центре должны выполняться граничные условия

$$\xi = 0, \quad \psi = 0, \quad \varphi = 0. \quad (19)$$

Уравнений (14) — (17), (19) достаточно, чтобы рассчитать функции  $\psi(\xi)$  и  $\varphi(\xi)$  при заданных  $\xi_0$ ,  $\kappa$ ,  $B$  и  $\alpha$ .

Чтобы определить строение облака заданной массы  $M$ , находящегося в среде с давлением  $P_{\text{ext}}$ , следует добавить граничные условия на поверхности облака

$$c_0^2 \rho_c \beta(\xi_*) \exp(-\psi_*) = P_{\text{ext}}, \quad (20)$$

$$4\pi\alpha^3 \rho_c \varphi_* = M, \quad (21)$$

где  $\xi_*$  — безразмерный радиус облака;  $\psi_* = \psi(\xi_*)$  и  $\varphi_* = \varphi(\xi_*)$ . С учетом соотношений (13) получаем

$$\rho_c = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{c_0^2}{G} \right)^3 \frac{\varphi_*^2}{M^2}, \quad (22)$$

$$P_{\text{ext}} = \frac{c_0^8}{4\pi G^3 M^2} \chi_*, \quad (23)$$

где

$$\chi = \beta \varphi^2 \exp(-\psi). \quad (24)$$

Кроме того, можно вычислить отношение средней плотности к центральной

$$\bar{\rho}/\rho_c = 3\varphi_*/\xi_*^3. \quad (25)$$

При  $\beta=1$  получаем уравнения для обычного изотермического шара, которые детально проанализированы в работе [7].

Для получения асимптотических выражений функций  $\psi$  и  $\varphi$  при  $\xi \ll \xi_0$  и  $\xi \ll 1$  используем разложение

$$\psi = \sum_{n,m} a_{n,m} \xi^{n+m\kappa}. \quad (26)$$

Учитывая, что в этой области  $\beta=1+(1/3)(\xi/\xi_0)^\kappa$ , из уравнений (14), (15) получаем

$$\psi = \xi^2/6 + (1/3) (\xi/\xi_0)^\kappa [1 - (1/6) (\xi/\xi_0)^\kappa], \quad (27)$$

$$\varphi = (\xi^3/3) [1 - (3 + \kappa)^{-1} (\xi/\xi_0)^\kappa]. \quad (28)$$

При  $\xi_0 \rightarrow \infty$  получаем асимптотические выражения для обычного изотермического шара [11].

**3. Анализ решений безразмерных уравнений.** Система уравнений (14)–(17) решалась численно для набора параметров  $\xi_0$  и  $\kappa$ . В расчетах обычно принимались  $B=1000$  и  $\alpha=50$ . Интервал изменения  $\xi = (0, 10^7)$ .

На рис. 1 показаны функции  $\psi(\xi)$ ,  $\varphi(\xi)$  и  $\chi(\xi)$  при  $\xi_0$  равном 5 и 30 для двух показателей спектра турбулентности  $\kappa$ , составляющих 1 и

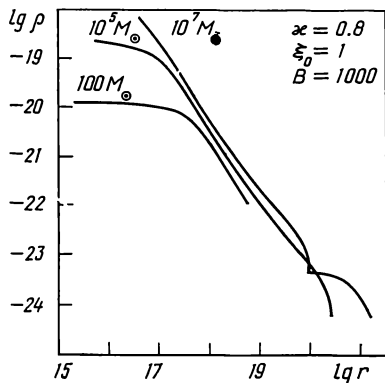
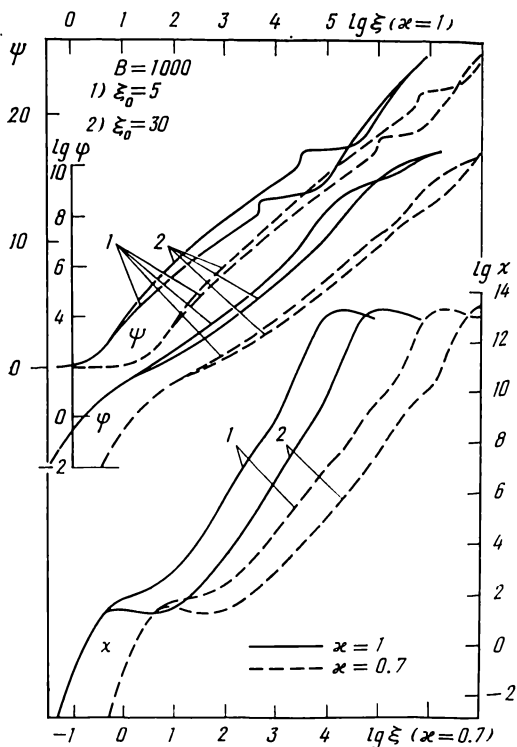


Рис. 2. Распределение плотности в моделях различной массы при  $\kappa=0.8$  и  $\xi_0=1$  ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>;  $r$ , см)

Рис. 1. Решения безразмерных уравнений строения моделей турбулентных облаков для двух показателей спектра турбулентности  $\kappa$  при двух значениях параметра  $\xi_0$ . Нуль-пункты осей абсцисс для функций при  $\kappa$  равных 1 и 0.7 смещены

0.7. При увеличении  $\xi_0$  кривая  $\psi(\xi)$  становится более крутой. Поскольку  $\rho \sim \exp(-\psi)$ , то это значит, что в облаках с большими  $\xi_0$  будет происходить более резкое уменьшение плотности от центра к краю. Если  $\xi_0$  не изменяется, тогда уменьшение  $\kappa$  также увеличивает крутизну нарастания кривой  $\psi(\xi)$ . Скачкообразное изменение функции  $\psi(\xi)$  происходит в окрестности  $\xi_1$ , на границе между турбулентным ядром и изотермической оболочкой. Из условия равенства давлений по обе стороны границы  $P_- = P_+$  с учетом уравнения (15) получаем  $\psi_+ = \psi_- + 1.1$ . Действительно, высота скачка функции  $\psi$  на рис. 1 близка к 1.1. При выбранном значении  $\alpha$  получаем достаточно малую ширину переходного слоя.

Следует обратить внимание на то, что в изотермической оболочке функция  $\psi$  вначале изменяется очень медленно и только при  $\xi \gtrsim 10 \xi_1$  начинает быстро возрастать. Это значит, что изотермическая оболочка вокруг молекулярных облаков должна проявляться практически как однородное образование. На примере функций  $\psi(\xi)$  для  $\kappa=1$  видно, что при очень больших значениях  $\xi$  они перестают зависеть от  $\xi_0$ . Поэтому можно отметить, что изменение  $\xi_0$  при заданном  $\kappa$  приводит к перераспределению плотности во внутренних частях турбулентного облака, а изменение  $\kappa$  полностью меняет его структуру.

Функция  $\varphi(\xi)$  связана с распределением массы в модели. При уменьшении  $\xi_0$  или увеличении  $\kappa$  возрастают значения  $\varphi(\xi)$ . На функции  $\varphi(\xi)$  структурные изменения проявляются менее отчетливо по сравне-

нию с функцией  $\psi(\xi)$ , поскольку она представляет собой интегральную характеристику модели. Хорошо видно, что в пределах плато функции  $\psi(\xi)$  заключена значительная масса, поскольку за его пределами функции  $\varphi(\xi)$  для разных  $\xi_0$  практически совпадают.

Рассмотрим поведение функции  $\chi(\xi)$ . В равновесных моделях эта функция, связанная с внешним давлением формулой (23), должна быть монотонно возрастающей. Отметим, что для классических изотермических шаров функция  $\chi$  имеет максимум, равный 17.56, при  $\xi_{\text{кр}} = 6.45$  [7]. Это означает, что существует критическое давление, выше которого изотермический шар теряет устойчивость и начинает сжиматься.

На рис. 1 видно, что при заданном  $\kappa$  существует такое значение  $\xi_0 = \xi_{00}$ , что для  $\xi_0 < \xi_{00}$  функция  $\chi(\xi)$  монотонно возрастает до очень больших значений  $\xi$ , а для  $\xi_0 > \xi_{00}$  она имеет максимум при  $\xi_{\text{max}}^{(1)}$ . С увеличением  $\xi_0$  положение этого максимума и величина  $\chi_{\text{max}}^{(1)}$  приближаются к значениям, соответствующим классической изотерме. Согласно формуле (22), при заданном  $P_{\text{ext}}$  существует интервал масс, в котором облака будут неустойчивыми. По-видимому, в реальных условиях не реализуются значения  $\xi_0 > \xi_{00}$ . В противном случае можно ожидать разрыв в распределении облаков по размерам.

На рис. 1 видно, что функция  $\chi$  имеет абсолютный максимум в изотермической оболочке. Численное значение  $\chi_{\text{max}}$  немного увеличивается при увеличении  $\kappa$  и практически не зависит от  $\xi_0$ . При  $\kappa = 0.7$  имеем  $\chi_{\text{max}} = 1.712 \cdot 10^{13}$ , а при  $\kappa = 1$  получаем  $\chi_{\text{max}} = 1.755 \cdot 10^{13}$ . По значению  $\chi_{\text{max}}$  определяем предельную массу облака, которое может существовать в равновесии при заданном внешнем давлении. Принимая  $c_0^2 = 4 \cdot 10^8$  и  $P_{\text{ext}} = 2.6 \cdot 10^{-12}$  Па, по уравнению (22) находим  $M_{\text{max}} \simeq 10^7 M_{\odot}$ . Это соответствует массам сверхоблаков, наблюдаемых в галактиках [13].

Зависимость функции  $\chi$  от  $\xi$  при заданном  $\kappa$  и разных значениях  $\xi_0$ , начиная с  $\xi \sim 10^2$ , становится одинаковой. В этой области

$$\chi(\xi, \xi_0^{(i)}) = (\xi_0^{(i)}/\xi_0) \chi(\xi, \xi_0), \quad (29)$$

где  $\chi(\xi, \xi_0)$  — функция  $\chi$  при опорном значении  $\xi_0$ ;  $\chi(\xi, \xi_0^{(i)})$  — функция  $\chi$  для параметра  $\xi_0^{(i)}$ . Это показывает, что при больших значениях  $\xi$  проявляется автомодельность по параметру  $\xi_0$ .

Действительно, вводя новые переменные

$$\tilde{\xi} = \xi/\xi_1, \quad \tilde{\varphi} = \varphi/\xi_1, \quad \tilde{\psi} = \psi - 2 \ln \xi_1, \quad (30)$$

для функций  $\tilde{\psi}(\tilde{\xi})$  и  $\tilde{\varphi}(\tilde{\xi})$  получаем систему уравнений (14), (15), в которой зависимость от величины  $\xi_1 = B^{1/\kappa} \xi_0$  входит только через граничные условия в центре. При  $\tilde{\xi} = 0$  имеем  $\tilde{\psi} = -2 \ln \xi_1$ ,  $\tilde{\varphi} = 0$ . Таким образом, численные результаты показывают, что чувствительность решения к параметру  $\xi_0$  проявляется только в области  $\xi \approx 100$ .

Отметим, что при  $\beta = B = \text{const}$  исходная система уравнений принимает вид

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{1}{B} \frac{\varphi}{\xi^2}, \quad \frac{d\varphi}{d\xi} = \xi^2 \exp(-\psi). \quad (31)$$

Вводя новые переменные

$$\zeta = \xi/B^{1/2}, \quad \eta = \varphi/B^{3/2}, \quad (32)$$

вместо выражения (31) получаем уравнения для классической изотермы

$$\frac{d\psi}{d\zeta} = \frac{\eta}{\zeta^2}, \quad \frac{d\eta}{d\zeta} = \zeta^2 \exp(-\psi). \quad (33)$$

Эта система при больших значениях  $\zeta$  имеет асимптотическое решение

$$\psi = -\ln(2/\zeta^2) = -\ln(2B/\xi^2), \quad (34)$$

$$\eta = 2\zeta \text{ или } \varphi = 2B\xi, \quad (35)$$

$$\chi = 8B^4. \quad (36)$$

Отсюда также следует, что при больших значениях  $\xi$  искомые функции перестают зависеть от  $\xi_0$ .

**4. Модели межзвездных облаков.** На основании рассчитанных функций  $\psi(\xi)$ ,  $\varphi(\xi)$ ,  $\chi(\xi)$  при различных значениях параметров  $\xi_0$ ,  $\kappa$ ,  $B$  и граничных условиях (19), (20) строим модели турбулентного облака массы  $M$ , на которое действует внешнее давление  $P_{\text{ext}}$ . Представленные здесь расчеты проведены для типичного давления в межзвездной среде  $P_{\text{ext}} = 2.6 \cdot 10^{-12}$  Па [10]. В табл. 1 представлен набор масс, для которых построены модели облаков, и параметры моделей для двух показателей спектра турбулентности  $\kappa$  при  $\xi_0 = 1$ . В случае, когда турбулентное облако окружено изотермической оболочкой, также приведена оценка массы  $M_1$ , заключенной в турбулентном ядре радиуса  $r_1$ . Результаты расчетов иллюстрируют рис. 2–6.

Таблица 1. Параметры моделей межзвездных облаков при  $B=1000$

$M/M_{\odot}$	$\kappa=1$					
	$\rho_c, \text{ г/см}^3$	$\bar{\rho}, \text{ г/см}^3$	$r_0, \text{ пк}$	$r_1, \text{ пк}$	$r_*, \text{ пк}$	$M_1/M_{\odot}$
5	9.95 <sup>-22</sup>	4.70 <sup>-22</sup>	.2248		.558	
10	1.25 <sup>-21</sup>	4.31 <sup>-22</sup>	.2007		.7237	
25	1.98 <sup>-21</sup>	3.48 <sup>-22</sup>	.1595		1.055	
50	3.01 <sup>-21</sup>	2.56 <sup>-22</sup>	.1295		1.472	
100	4.60 <sup>-21</sup>	1.64 <sup>-22</sup>	.1045		2.152	
500	8.72 <sup>-21</sup>	4.89 <sup>-23</sup>	.0759		5.507	
1000	1.02 <sup>-20</sup>	2.96 <sup>-23</sup>	.0704		8.204	
5000	1.38 <sup>-20</sup>	1.00 <sup>-23</sup>	.0603		20.11	
1 <sup>4</sup>	1.53 <sup>-20</sup>	6.48 <sup>-24</sup>	.0574		29.33	
5 <sup>4</sup>	1.76 <sup>-20</sup>	1.16 <sup>-24</sup>	.0535	53.51	88.98	2.5 <sup>4</sup>
1 <sup>5</sup>	1.80 <sup>-20</sup>	8.38 <sup>-25</sup>	.0529	52.89	124.9	2.5 <sup>4</sup>
5 <sup>5</sup>	2.00 <sup>-20</sup>	7.14 <sup>-25</sup>	.0501	50.10	225.4	2.5 <sup>4</sup>
1 <sup>6</sup>	2.17 <sup>-20</sup>	7.19 <sup>-25</sup>	.0481	48.14	283.2	2.5 <sup>4</sup>
5 <sup>6</sup>	3.76 <sup>-20</sup>	8.70 <sup>-25</sup>	.0366	36.59	454.5	2.0 <sup>4</sup>
1 <sup>7</sup>	1.17 <sup>-19</sup>	1.28 <sup>-24</sup>	.0207	20.53	503.0	1.0 <sup>4</sup>

$M/M_{\odot}$	$\kappa=0,7$					
	$\rho_c, \text{ г/см}^3$	$\bar{\rho}, \text{ г/см}^3$	$r_0, \text{ пк}$	$r_1, \text{ пк}$	$r_*, \text{ пк}$	$M_1/M_{\odot}$
5	9.98 <sup>-22</sup>	5.07 <sup>-22</sup>	.2245		.5441	
10	1.32 <sup>-21</sup>	5.08 <sup>-22</sup>	.1950		.6854	
25	2.77 <sup>-21</sup>	5.06 <sup>-22</sup>	.1347		.9313	
50	8.54 <sup>-21</sup>	4.36 <sup>-22</sup>	.0768		1.233	
100	2.74 <sup>-20</sup>	2.65 <sup>-22</sup>	.0428		1.833	
500	1.15 <sup>-19</sup>	8.19 <sup>-23</sup>	.0209		4.638	
1000	1.75 <sup>-19</sup>	5.37 <sup>-23</sup>	.0170		6.725	
5000	4.02 <sup>-19</sup>	2.20 <sup>-23</sup>	.0112		15.49	
1 <sup>4</sup>	5.68 <sup>-19</sup>	1.52 <sup>-23</sup>	.0094		22.06	
5 <sup>4</sup>	1.19 <sup>-18</sup>	6.61 <sup>-24</sup>	.0065		49.82	
1 <sup>5</sup>	1.62 <sup>-18</sup>	4.63 <sup>-24</sup>	.0056		70.67	
5 <sup>5</sup>	2.39 <sup>-18</sup>	9.13 <sup>-25</sup>	.0046	88.52	207.6	1.5 <sup>5</sup>
1 <sup>6</sup>	2.66 <sup>-18</sup>	8.07 <sup>-25</sup>	.0044	83.98	272.5	1.5 <sup>5</sup>
5 <sup>6</sup>	4.76 <sup>-18</sup>	8.96 <sup>-25</sup>	.0032	62.74	450.1	1.0 <sup>5</sup>
1 <sup>7</sup>	1.60 <sup>-17</sup>	1.32 <sup>-24</sup>	.0019	34.27	498.9	6.0 <sup>4</sup>

Примечание. Показатель степени означает степень десяти.

На рис. 2 изображено распределение плотности в моделях с различными массами при  $\kappa=0.8$  и  $\xi_0=1$ . Облака с небольшими массами и внутренние части массивных облаков характеризуются крутым градиентом плотности, близким к закону  $\rho \sim r^{-2}$ . Во внешних частях турбулентного молекулярного облака распределение плотности имеет вид  $\rho \sim r^{-1.35}$ .

При заданных значениях  $B$ ,  $\xi_0$  и  $\kappa$  для рассматриваемой модели можно определить радиус  $r_1$  и массу  $M_1$  турбулентного ядра. Из табл. 1,

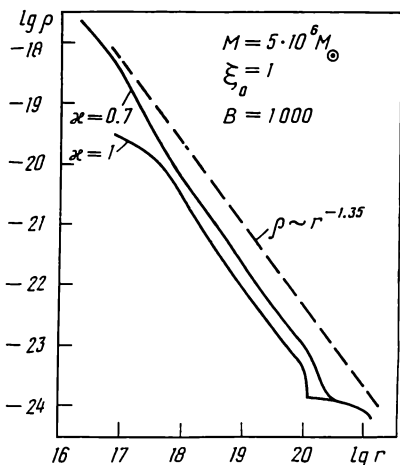


Рис. 3. Распределение плотности в моделях облака с  $M=5 \cdot 10^6 M_{\odot}$  и  $\xi_0=1$  при двух значениях показателя спектра турбулентности ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>;  $r$ , см)

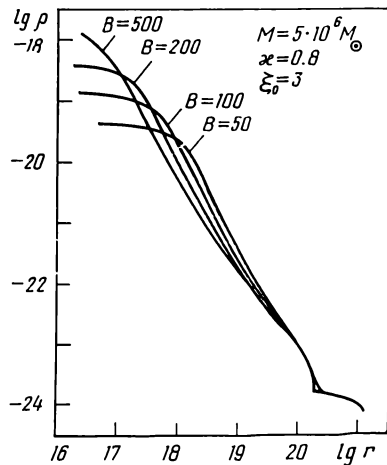


Рис. 4. Изменение распределения плотности в модели облака с  $M=5 \cdot 10^6 M_{\odot}$  в зависимости от величины  $B$  ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>)

2 следует, что массы турбулентных ядер всегда лежат в диапазоне значений  $10^4$ — $10^5 M_{\odot}$ , а их размеры изменяются от 20 до 90 пк. Все эти результаты хорошо согласуются с наблюдательными данными для турбулентных молекулярных облаков.

На рис. 2 показано строение типичного сверхоблака с массой, равной  $10^7 M_{\odot}$ . Оно содержит турбулентное ядро с  $r_1=30.4$  пк и  $M_1=4 \times 10^4 M_{\odot}$ , которое имеет довольно резкую внешнюю границу, окружено «теплой» изотермической оболочкой с медленно изменяющейся плотностью. До расстояний примерно  $5 r_1 \simeq 150$  пк плотность в оболочке можно считать практически постоянной и равной нескольким частицам в 1 см<sup>3</sup>. Радиус модели сверхоблака  $r_* = 506.1$  пк, что тоже хорошо согласуется с наблюдательными данными.

На рис. 3 видно, как изменяется распределение плотности в модели при изменении  $\kappa$ . При уменьшении  $\kappa$  заметно увеличиваются плотность,

Таблица 2. Параметры моделей облака с  $M=5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ ,  $\xi_0=3$  и  $\kappa=0.8$  при различных значениях  $B$

$B$	$\rho_c$ , г/см <sup>3</sup>	$\bar{\rho}$ , г/см <sup>3</sup>	$r_0$ , пк	$r_1$ , пк	$r_*$ , пк	$M_1/M_{\odot}$
50	$4.15^{-20}$	$8.94^{-25}$	.467	62.14	450.5	$1^5$
100	$1.30^{-19}$	$8.88^{-25}$	.186	58.91	451.5	$1^5$
200	$3.96^{-19}$	$8.86^{-25}$	.076	56.86	451.8	$7^4$
500	$1.67^{-18}$	$8.83^{-25}$	.023	55.11	452.4	$7^4$
1000	$4.82^{-18}$	$8.84^{-25}$	.010	54.52	452.1	$7^4$

Примечание. Показатель степени означает степень десяти.



масса и размер турбулентного молекулярного ядра. При этом кривая распределения плотности во внутренних частях модели становится более крутой, а в основной массе она не изменяется и сохраняет вид  $\rho \sim r^{-1.35}$ . В изотермической оболочке уменьшается протяженность участка с постоянной плотностью, а общий радиус модели и средняя плотность остаются практически постоянными.

Интересно проявляется влияние изменения  $B$  на распределение плотности в модели. На рис. 4 видно, что изменение  $B$  существенно

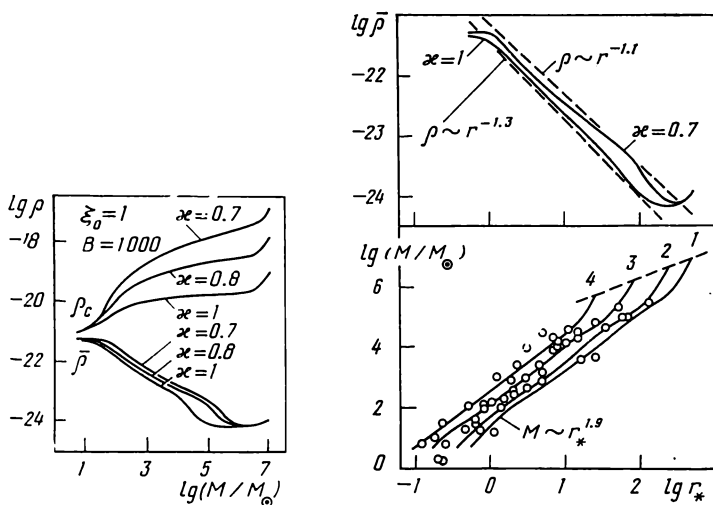


Рис. 5. Зависимость центральной плотности  $\rho_c$  и средней плотности  $\bar{\rho}$  от массы облака ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>)

Рис. 6. Зависимость средней плотности  $\bar{\rho}$  и массы облака от радиуса облака  $r_*$  при различных показателях спектра турбулентности  $\kappa$  и внешних давлениях  $P_{\text{ext}}$  ( $P_{\text{ext}}$ , Па: 1— $2.6 \cdot 10^{-12}$ ; 2— $1.0 \cdot 10^{-11}$ ; 3— $1.0 \cdot 10^{-10}$ ; 4— $1.0 \cdot 10^{-9}$ ). Штриховой линией показана граница предельных масс сверхоблаков ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>;  $r_*$ , пк)

влияет на распределение плотности во внутренних слоях облаков. Облака с малыми  $B$  имеют менее плотные, но более однородные ядра. С увеличением  $B$  градиент плотности во внутренних слоях возрастает, и одновременно уменьшаются абсолютные значения плотности. При этом во внешних слоях заметных изменений не происходит. В табл. 2 приведен набор параметров моделей облака с массой, равной  $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ , и различными значениями  $B$ . Изменение величины  $B$  в основном влияет на центральную плотность и значение радиуса, начиная с которого турбулентные скорости становятся сверхзвуковыми. Интересно, что меньшим значениям  $B$  соответствует немного большая масса, заключенная в турбулентном ядре сверхоблака.

Рис. 5 иллюстрирует изменение центральной и средней плотности модели в зависимости от массы облака. Центральная плотность чувствительна к изменению  $\xi_0$ . Поэтому, чтобы получить величину  $\rho_c$  при  $\xi_0 \neq 1$ , следует взять соответствующее значение из рис. 5 и учесть зависимость  $\rho_c \sim \xi_0^2$ . При типичных параметрах задачи получаем центральные плотности, наблюдаемые в молекулярных облаках.

Из табл. 1 и 2 видно, что средняя плотность модели практически не меняется при изменениях  $\xi_0$  и  $B$ . Ее значение в основном определяется массой облака и в меньшей степени показателем спектра турбулентности. Зависимость  $\bar{\rho}(M)$  для различных  $\kappa$  приведена на рис. 5. Значение  $\bar{\rho}$  практически не зависит от массы при  $M < 100 M_{\odot}$  и  $M \geq 10^6 M_{\odot}$ . Для облаков с массами  $100 \leq M_1/M_{\odot} \leq 10^5$  имеем  $\bar{\rho} \sim M^{-0.63}$ .

Рис. 6 показывает зависимость средней плотности от радиуса облака. Функция  $\bar{\rho}(r_*)$  при  $\kappa=0.7$  хорошо воспроизводит эмпирическую

зависимость  $\bar{\rho} \sim r^{-1.1}$ , полученную Ларсоном [17] преимущественно для массивных облаков, а при  $\kappa=1$  получаем  $\rho \sim r^{-1.3}$ , характерную для плотных холодных облаков небольшой массы [20]. Показана также зависимость между массой и радиусом моделей. Для облаков с широким диапазоном значений масс существует степенная зависимость между  $M$  и  $r_*$  вида  $M \sim r_*^{1.9}$ . Кроме того, приведены зависимости между  $M$  и  $r_*$  для набора внешних давлений, типичных для межзвездной среды. В полосу, образованную этими кривыми, попадают практически все эмпирические данные о размерах и массах межзвездных облаков, собранные в работе [17]. Итак, с помощью соотношения

$$M_1/M_\odot = 126 (P_{\text{ext}}/10^{-10} \text{ Па})^{0.4} r_*^{1.9} \quad (37)$$

можно по известным размерам определять массы межзвездных облаков.

**5. Обсуждение и выводы.** Прежде всего отметим, что построенные модели при типичных значениях свободных параметров (показателя спектра турбулентности  $\kappa$ , расстояния  $r_0$ , начиная с которого турбулентные скорости становятся сверхзвуковыми, отношения  $B$  скоростей звука в разреженной изотермической оболочке и плотном холодном ядре, внешнем давлении  $P_{\text{ext}}$ ) хорошо описывают характеристики и структуру межзвездных облаков во всем диапазоне значений масс.

Как показано на рис. 5, модели дают наблюдаемые центральные плотности. У массивных облаков естественно объясняются структура плотное ядро — протяженное гало и соотношение масс между ними. Модели обладают крутыми градиентами плотности, наблюдаемыми в молекулярных облаках [19, 23, 24]. Отметим, что в тех случаях, когда радиус модели  $r_*$  оказывается больше  $r_1$  — расстояния, на котором оканчивается турбулентное ядро, в ядре получаем массу, характерную для молекулярных облаков. Очевидно, протяженность внешней изотермической оболочки должна быть такой, чтобы в ней набралась лучевая концентрация  $N_{\text{H}} \sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  [1, 5, 8]. Только в этом случае во внутренних слоях образуются молекулы и выделяются холодные турбулентные ядра. Очевидно, когда наблюдаются облака меньших масс, они должны быть погружены в достаточно плотный окружающий газ, способный экранировать такие облака от разрушающих молекулы излучений, либо в протяженные оболочки из нейтрального водорода. В некоторых случаях такие оболочки удается выделить из наблюдений [23].

В настоящей работе не рассматривались процессы формирования температурного профиля в облаках и образования молекул. Эти вопросы важны для интерпретации наблюдений. Их можно решать, опираясь на распределения плотности  $\rho(r)$ , полученные в рассчитанных моделях.

Поскольку параметры моделей хорошо согласуются с данными наблюдений, можно сделать вывод о том, что турбулентное давление играет определяющую роль в поддержании гравитационного равновесия облаков и формировании их внутренней структуры. В работе [5] показано, что в молекулярных облаках тепловая энергия должна не сильно отличаться от турбулентной. По этому условию в некоторых случаях можно оценить распределение температуры в облаке.

На рис. 6 штриховой линией отмечена граница существования устойчивых облаков, определяемая соотношением (22) при критическом значении  $\chi_*$ , равном  $\chi_{\text{кр}} = 1.73 \cdot 10^{13}$ . Интересно, что молекулярные облака наибольшей массы характеризуются зависимостью, которая представляется прямой, проходящей параллельно этой линии. Отсюда можно заключить, что в сверхоблаках около 1—6 % массы может переходить в гигантские молекулярные облака, размеры которых изменяются от нескольких десятков до нескольких сотен парсек. Очевидно, в реальных условиях облака образуют комковатые комплексы во внутренних частях сверхоблаков.

Построенные сферические модели сверхоблаков имеют качественный характер, поскольку их радиусы превышают полутолщину галакти-

ческого диска. Тем не менее эти модели позволяют получить представления об условиях выделения и параметрах гигантских молекулярных облаков, так как они определяются главным образом величиной  $B$  и лучевой концентрацией во внешней оболочке.

Хорошее согласие модельных расчетов с наблюдательными данными свидетельствует о том, что молекулярные облака находятся в практически равновесных состояниях и долгое время могут эволюционировать в квазистационарном режиме.

Основные результаты работы: 1. Получены уравнения, описывающие строение турбулентных квазиравновесных облаков; выполнен анализ их решения. 2. Показано, что построенные модели хорошо описывают наблюдаемые характеристики и строение межзвездных облаков во всем диапазоне значений масс. 3. Получены модели строения сверхоблаков с массами  $M \sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ , в ядра которых выделяются гигантские молекулярные облака с массами  $10^4 - 10^5 M_{\odot}$ . 4. Изучена зависимость масса—радиус для межзвездных облаков и показано, что наблюдательные данные описываются формулой (37). Это соотношение можно использовать для определения масс межзвездных облаков. 5. Показано, что свойства наблюдаемых облаков определяются четырьмя физическими параметрами:  $\kappa$ ,  $\xi_0$ ,  $B$ ,  $P_{\text{ext}}$ .

1. Аршуткин Л. Н. Исследование условий образования окиси углерода в межзвездных облаках // *Астрофизика*.— 1985.— 22, № 1.— С. 163—176.
2. Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. Строение и характеристики диффузных межзвездных облаков // Там же.— 1978.— 14, № 4.— С. 591—602.
3. Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. Структура межзвездных облаков, охлаждаемых ионизованным и нейтральным углеродом // *Астрометрия и астрофизика*.— 1979.— Вып. 37.— С. 31—45.
4. Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. Строение и характеристики турбулентных межзвездных облаков // *Астрофизика*.— 1981.— 17, № 2.— С. 359—371.
5. Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. Структура массивных молекулярных облаков // Там же.— 1984.— 21, № 1.— С. 147—161.
6. Ефремов Ю. Н. Звездные комплексы // *Вестн. АН СССР*.— 1984.— № 12.— С. 56—66.
7. Изотов Ю. И., Колесник И. Г. Эволюция изотермических облаков при изменяющемся внешнем давлении // *Астрометрия и астрофизика*.— 1982.— Вып. 46.— С. 3—15.
8. Колесник И. Г. Эффекты непрозрачности в эволюции межзвездных облаков и образовании звезд // *Ранние стадии эволюции звезд* / Под ред. И. Г. Колесника.— Киев: *Наук. думка*, 1977.— С. 10—13.
9. *Протозвезды и планеты* / Под ред. Т. Герелса.— М.: Мир, 1982.— Т. 1.— 384 с.
10. Спитцер Л., мл. Физические процессы в межзвездной среде.— М.: Мир, 1981.— 350 с.
11. Чандрасекар С. Введение в учение о внутреннем строении звезд.— М.: Изд-во иностр. лит., 1950.— 467 с.
12. Boland W., Jong T. Hydrostatic models of molecular clouds. II. Steady state models of spherical clouds // *Astron. and Astrophys.*— 1984.— 134, N 1.— P. 87—98.
13. Elmegreen B. G., Elmegreen D. M. Regular strings of H II regions and superclouds in spiral galaxies: clues to the origin of cloudy structure // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*— 1983.— 203, N 1.— P. 31—45.
14. Henriksen R. N., Turner B. E. Star cloud turbulence // *Astrophys. J.*— 1984.— 287, N 1.— P. 200—207.
15. Kahane C., Guilloreau S., Lucas R. A multiline study of a typical giant molecular cloud S147/S153 // *Astron. and Astrophys.*— 1985.— 146, N 2.— P. 325—336.
16. Krugel E., Stenholm L. G., Steppe H, Sherwood W. A. The physical structure of the globule B335 // *Ibid.*— 1983.— 127, N 1.— P. 195—200.
17. Larson R. B. Turbulence and star formation in molecular clouds // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*— 1981.— 194, N 3.— P. 809—826.
18. Leung C. M., Kutner M. K., Mead K. N. On the origin and structure of isolated dark globules // *Astrophys. J.*— 1982.— 262, N 2.— P. 583—589.
19. Loren R. B., Sandovist A., Wootten A. Molecular clouds in the threshold of star formation: the radial density profile of the cores of the Rho Ophiuchi and R Corona Australis clouds // *Ibid.*— 1983.— 270, N 2.— P. 620—640.
20. Myers P. C. Dense cores in dark clouds. III. Subsonic turbulence // *Ibid.*— 1983.— 270, N 1.— P. 105—118.
21. Myers P. C., Benson P. J. Dense cores in dark clouds. II.  $\text{NH}_3$  observations and star formation // *Ibid.*— 1983.— 266, N 1.— P. 309—320.

22. *Myers P. C., Linke R. A., Benson P. J.* Dense cores in dark clouds. I CO observations and column densities of high-extinction regions // *Ibid.*—1983.—264, N 2.—P. 517—537.
23. *Snell R. L.* A study of nine interstellar dark clouds // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—45, N 1.—P. 121—175.
24. *Stenholm L. G.* The physical structure of the dark cloud B5 // *Astron. and Astrophys.*—1985.—144, N 1.—P. 179—185.
25. *Stenholm L. G., Hartquist T. W., Morfill G. E.* Structure of molecular clouds. V. Detailed models and observational characteristics // *Astrophys. J.*—1981.—249, N 1.—P. 152—160.

Глав. астроном. обсерватория АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию 19.12.85,  
после доработки 21.01.86