

УДК 524.527

Модели темных облаков и глобул

Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник

Проведены численные расчеты изотермических моделей глобул, поддерживаемых в равновесии турбулентным давлением. Скорость турбулентности изменяется в моделях по степенному закону $v_t \propto r^\nu$. Основные характеристики рассчитанных моделей согласуются с параметрами наблюдаемых глобул. Показано, что величина внешнего давления в моделях должна находиться в пределах 10^4 — 10^5 К·см⁻³. Предложенная модель может быть использована для исследования облаков с массами, не превышающими примерно $100 M_\odot$. С наблюдениями лучше согласуются модели, в которых показатель степени ν близок к 0.5.

MODELS OF DARK CLOUDS AND GLOBULES, by Arshutkin L. N., Kolesnik I. G.— Isothermal models of dark clouds supported in equilibrium by turbulent pressure have been constructed. A power-law relation $v_t \propto r^\nu$ is proposed. Global parameters of the models agree well with the observations. For $\nu=0.5$ the models agree with observations best of all. It is shown that the external pressure for the models is to be within 10^4 — 10^5 K·cm⁻³. This model is valid for clouds with mass up to $\approx 100 M_\odot$.

В последние годы значительно расширились исследования темных облаков и глобул с высоким пространственным разрешением. Наблюдения эмиссии многочисленных молекулярных линий, ИК- и оптические исследования в непрерывном спектре позволяют получить достаточно хорошее представление об их внутренней структуре. Сравнительно простые геометрические формы и отсутствие мощных источников внутренней энергии делают их удобными объектами для сравнения с теоретическими моделями. Эти компактные (размерами не более 5 пк) молекулярные облака имеют небольшие массы ($\leq 10^3 M_\odot$) и холодные (≈ 10 К) плотные ($\approx 10^4$ — 10^5 см⁻³) ядра.

Глобулы Бока, как правило, связаны с группировками молодых звезд. В отличие от более массивных молекулярных облаков в этих объектах, за редкими исключениями, не обнаружены такие свидетельства звездообразования, как мощные ИК-источники, компактные зоны H II. Выдвинутая ранее идея о том, что они находятся в промежуточном состоянии между облаком и протозвездой, представляется теперь сомнительной.

Анализ наблюдательных данных позволяет предположить, что глобулы — это остатки разрушенных звездообразованием массивных молекулярных облаков [11]. Предполагается, что предшественниками глобул были плотные сгустки в массивном облаке, которое в процессе эволюции разрушилось образующимися внутри него OB звездами. Выжившие в результате такого процесса сгустки выделяются в виде небольших плотных молекулярных облаков. Эти сгустки могут сколлапсировать в массивную звезду, либо в их оболочках может быть инициировано образование звезд малых масс, но часть их может оставаться в квазиравновесном состоянии.

Имеющийся разносторонний наблюдательный материал требует интерпретации и анализа прежде всего в свете проблемы образования звезд умеренных масс. Важно выяснить также вопрос о происхождении и эволюционном состоянии глобул. Для решения таких задач необходимы количественные модели, достаточно гибкие по физическим возможностям и в то же время не трудоемкие и не отягощенные большим количеством свободных параметров. В этом направлении имеются теоретические исследования отдельных глобул, выполненные на основе расчетов политропных [5] и гидростатических моделей [4, 13]. Указанные работы показали, что физические характеристики глобул доста-

точно хорошо описываются равновесными моделями. Однако из-за недостатка информации о внутренней структуре, а также в некоторых случаях вследствие упрощенности моделей исследования касались только отдельных параметров глобул.

В данной работе приведены результаты исследования структуры глобул, поддерживающихся в равновесии турбулентным давлением. Исследование проведено на основе численных расчетов равновесных изотермических турбулентных моделей.

В центральной области глобулы (по крайней мере той, где наблюдается эмиссия линии $J=1-0$ изотопа ^{13}CO) температура газа примерно постоянна и составляет около 10 К. Об этом свидетельствуют многочисленные наблюдательные и теоретические работы. В оболочке температура увеличивается примерно до 50 К, увеличивается также и скорость турбулентных движений по степенной зависимости, близкой к $v_t \propto r^{0.5}$ [6—8]. Следовательно, давление в оболочке обеспечивается в основном турбулентностью. Это позволяет утверждать, что для описания структуры глобул можно с успехом использовать изотермические модели, поддерживающиеся в равновесии турбулентным давлением.

Строение сферического изотермического облака описывается уравнениями

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM}{r^2}, \quad M = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr \quad (1)$$

с уравнением состояния

$$P = (kT\rho/(\mu m_H) + \rho v_t^2/3). \quad (2)$$

Здесь $T = \text{const}$, v_t изменяется с радиусом r по степенному закону $v_t = c_s (r/r_0)^{\kappa/2}$, где c_s — изотермическая скорость звука в ядре облака.

После замены переменных [2]

$$\rho = \rho_c \exp(-\psi), \quad r = \alpha \xi, \quad (3)$$

где ρ_c — центральная плотность, $\alpha = [kT/(\mu m_H 4\pi G \rho_c)]^{0.5}$, из (1) и (2) получаем систему уравнений в безразмерных величинах

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\psi}{d\xi} &= \left[\frac{\varphi}{\xi^2} + \frac{\kappa}{3\xi_0} \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^{\kappa-1} \right] / \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^{\kappa} \right] \\ \frac{d\varphi}{d\xi} &= \xi^2 \exp(-\psi) \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Безразмерная величина ξ_0 соответствует радиусу r_0 , начиная с которого скорость турбулентности становится сверхзвуковой, и является свободным параметром. Функция φ связана с массой внутри радиуса r соотношением $M = 4\pi\alpha^3 \rho_c \varphi$.

Для построения модели облака массы M , находящегося в среде с внешним давлением $(P)_{ext}$, необходимо задать граничные условия

$$\left. \begin{aligned} M_* &= 4\pi\alpha^3 \rho_c \varphi_* \\ (P)_{ext} &= c_s^2 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\xi_*/\xi_0 \right)^{\kappa} \right] \rho_c \exp(-\psi) \end{aligned} \right\}. \quad (5)$$

Звездочками обозначены соответствующие величины на поверхности облака. Уравнения, описывающие модель, и методы их решения подробно рассмотрены в работе [1].

Модели рассчитаны для следующих значений параметров: масса — от 1 до $10^3 M_{\odot}$, внешнее давление $(nT)_{ext}$ — в пределах $3 \cdot 10^3$ — $2 \cdot 10^5 \text{ К} \cdot \text{см}^{-3}$, кинетическая температура газа T — от 8 до 18 К (основная часть моделей рассчитана при температуре 10 К). Показатель степени $\nu = 2\kappa$ в зависимости скорости турбулентности от радиуса

$v_t \propto r^\nu$ принимался равным 0.35 и 0.5. Нижняя граница близка к хорошо известной колмогоровской зависимости $v_t \propto r^{1/3}$ для развитой, несжимаемой дозвуковой турбулентности. Верхняя граница определена в результате многочисленных наблюдений межзвездных облаков (см., например, [7, 8]). Безразмерная величина ξ_0 варьировалась в пределах 0.1—10. Рассчитано несколько сотен моделей. В итоге получены следующие результаты.

Анализ параметров рассчитанных моделей показал, что увеличение ξ_0 приводит к уменьшению скорости турбулентности на поверхности

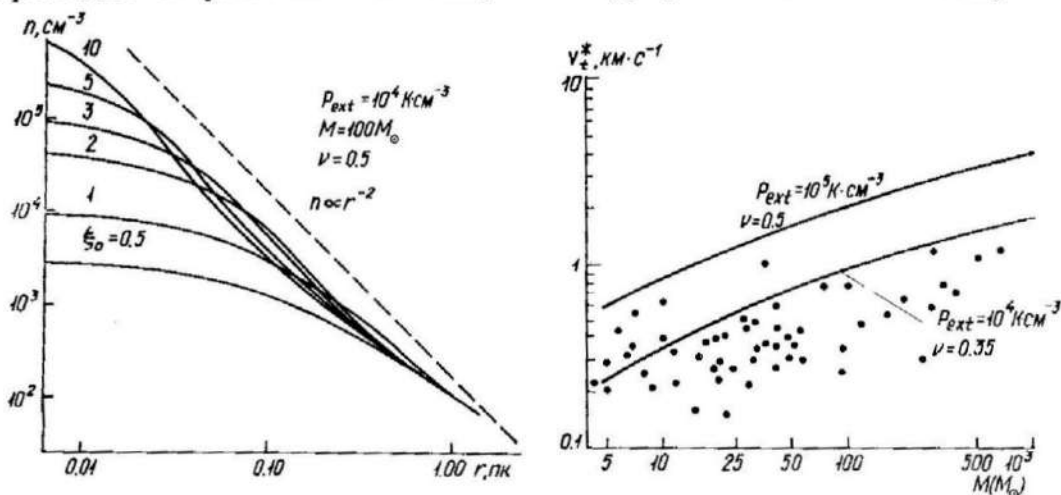
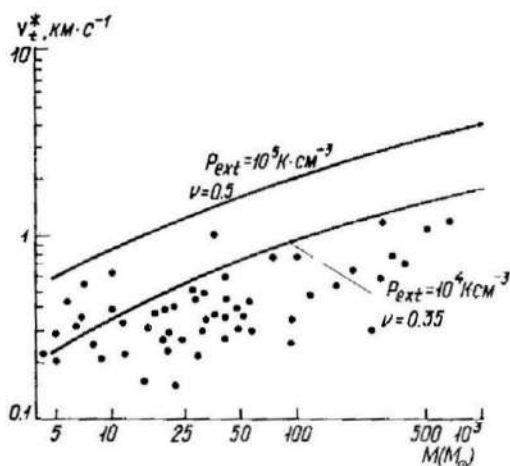


Рис. 1. Распределение плотности по радиусу в модели облака с массой $100 M_{\odot}$

Рис. 2. Зависимость скорости турбулентности v_t^* от массы облаков. Точки соответствуют наблюдаемым величинам $v_t^*(m)$ облаков, сплошные кривые — пределам $(nT)_{ext}$ и ν , в которых следует рассчитывать модели



облака v_t^* , однако это происходит только в случае $\xi_0 \leq 1$. При $\xi_0 > 1$ величина v_t^* не изменяется. С другой стороны, с увеличением ξ_0 увеличивается центральная плотность ρ_c и градиент плотности (рис. 1). Распределение плотности, близкое к степенной зависимости $n \propto r^{-2}$, появляется только в моделях с $\xi_0 \geq 1$. Но при больших ξ_0 модели имеют слишком высокие центральные плотности, заметно превышающие максимальные величины, получаемые из наблюдений $n_c \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ (см., например, [12]).

Если исходить из двух условий (1 — в облаке должна быть зависимость $n \propto r^{-2}$; 2 — центральная плотность не должна превышать $n_c \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$), то необходимо рассматривать только модели с $\xi_0 \approx 1-2$.

Рис. 1 иллюстрирует также то, что, хотя распределения плотности в оболочках рассчитанных моделей имеют степенную зависимость, близкую к $n \propto r^{-2}$, в ядре, вблизи центра плотность слабо зависит от радиуса. Такая структура, в которой ядро имеет примерно постоянную плотность, а в оболочке плотность уменьшается пропорционально r^{-2} , хорошо согласуется с выводами, полученными из наблюдений [3].

Теперь определим, в каком диапазоне параметров модели наилучшим образом описывают наблюдаемые характеристики облаков — массу облака, его радиус, среднюю плотность газа в облаке и характерную скорость турбулентности.

Для проведения сравнительных оценок необходимо прежде всего определить характерную или максимальную скорость турбулентности в облаке. В данном случае это будет скорость на краю облака v_t^* . Соответствующая наблюдаемая скорость определяется по ширинам линии $J=1-0$ молекулы ^{12}CO . Для этого использована формула [7]:

$$v_t = [3\Delta v^2 / (2\alpha^2 \pi) - 3kT / (\mu m_H)]^{0.5},$$

где Δv — полная ширина линии на половинной интенсивности. Коэффициент α учитывает непрозрачность в линии и близок к единице для

$\tau < 2$. Учитывая, что используемые для определения v_t^* параметры линий СО относятся к границе облака, где оптическая толщина линии мала, примем $\alpha = 1$.

Построим зависимость скорости турбулентности на поверхности v_t^* от массы облака для моделей с различными параметрами $(nT)_{ext}$ и κ и сравним с наблюдаемыми величинами (рис. 2). Наблюдаемые значения скоростей Δv и масс M взяты из работ [7–10]. Видно, что наблюдаемые значения скоростей для больших масс лежат несколько ниже теоретических. Из рис. 2 видно, что модели с $(nT)_{ext} > 10^5 \text{ К}\cdot\text{см}^{-3}$ рассматривать не имеет смысла.

Ограничение снизу на величину внешнего давления определяется другими зависимостями. Рассмотрим зависимость массы облаков от их радиу-

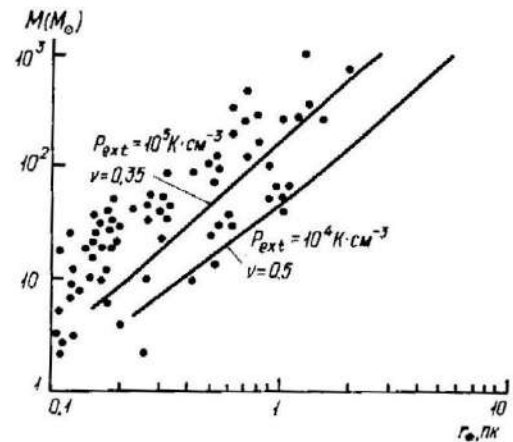


Рис. 3. Зависимость массы облаков от их радиусов. Обозначения те же, что и на рис. 2

сов (рис. 3). Наблюдаемые точки имеют некоторый разброс около зависимости $M \approx 200 r_*^2$. С наблюдениями хорошо согласуются модели с высоким внешним давлением: $(nT)_{ext} \approx 10^5 \text{ К}\cdot\text{см}^{-3}$. Модели с $(nT)_{ext} < 10^4 \text{ К}\cdot\text{см}^{-3}$ не согласуются с наблюдениями, и их нецелесообразно рассматривать. Из рисунков 2 и 3 следует, что наблюдениям хорошо удовлетворяют модели с массами, не превышающими примерно $100 M_\odot$.

Так как параметр ξ_0 мы не меняем, скорость турбулентности v_t^* однозначно определяется заданием массы M , внешнего давления $(nT)_{ext}$, показателя степени κ . Из рис. 2 выводится зависимость

$$v_t^* \approx 0.062 \kappa (M^2 (nT)_{ext})^{1/6} \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}. \quad (6)$$

Здесь масса выражена в M_\odot , $(nT)_{ext}$ в $\text{К}\cdot\text{см}^{-3}$. Приняв $\kappa = 1$ и $(nT)_{ext} = \text{const}$ (например, $(nT)_{ext} = 5 \cdot 10^4 \text{ К}\cdot\text{см}^{-3}$), имеем $v_t^* \approx 0.376 M^{1/3}$. Наблюдения описываются соотношением $v_t^* \approx 0.3 M^{0.2}$ [6]. Более крутая зависимость от массы, получаемая из (6), приводит к тому, что облака с большими массами не описываются предлагаемой моделью. Причиной этого может быть то, что в массивных облаках зависимость скорости от радиуса более сложная, чем принятая в данной работе.

Зависимость скорости v_t^* от радиуса облака r_* приведена на рис. 4. Параметры моделей хорошо согласуются с параметрами облаков размерами не более 2 пк. В более крупных облаках турбулентные скорости меньше, чем в рассчитанных моделях. Как уже отмечалось, для межзвездных облаков справедлива зависимость $v_t^* \propto r_*^{0.5}$. В рассчитанных моделях при постоянном внешнем давлении показатель степени несколько больше (0.6). Но внешнее давление необязательно должно быть постоянным, можно найти такой набор $(nT)_{ext}$, который уменьшит показатель степени.

Зависимость средней плотности от радиуса облака, приведенная на рис. 5, показывает также, что в расчетах величина внешнего давления должна быть не менее $10^4 \text{ К}\cdot\text{см}^{-3}$. Модели с $(nT)_{ext} \approx 10^5 \text{ К}\cdot\text{см}^{-3}$ хорошо коррелируют с наблюдениями, но у основной части облаков средние плотности несколько выше теоретических.

Резюмируем результаты работы. Предложен простой метод построения моделей темных облаков и глобул. Исходные параметры для расчетов — масса облака, внешнее давление, показатель степени в зависимости скорости турбулентности от радиуса облака. Наблюдаемые характеристики глобул позволяют определить диапазон изменения этих

параметров. Выполненные в работе сравнения теоретических и наблюдаемых характеристик показали, что величина внешнего давления $(nT)_{ext}$ в моделях глобул должна лежать в пределах примерно 10^4 — 10^5 К·см⁻³. Более массивные облака должны находиться под большим внешним давлением. Возможно, это свидетельствует о том, что у массивных облаков — более мощные оболочки.

Предложенная модель может быть эффективно использована для исследования облаков с массами, незначительно превышающими

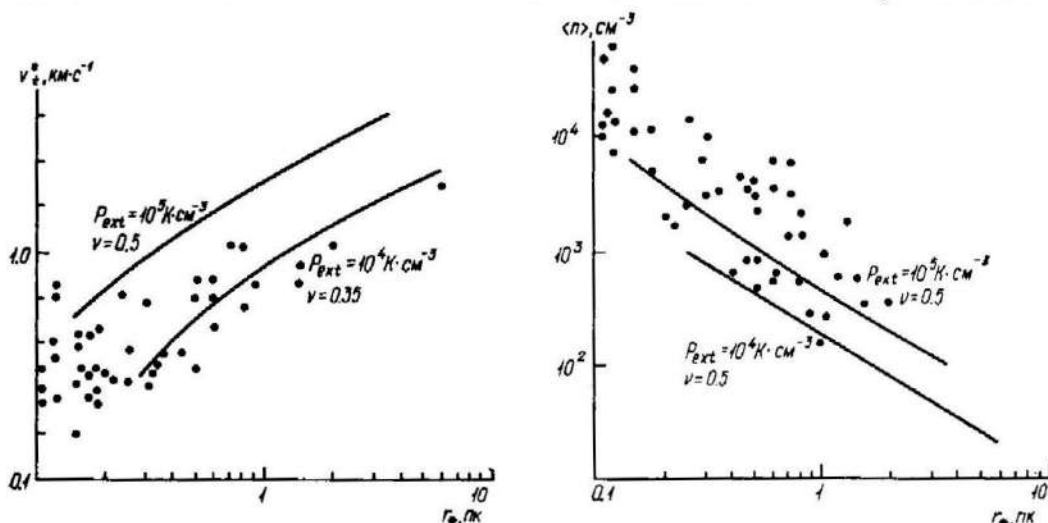


Рис. 4. Зависимость скорости турбулентности v_t^* от радиуса облаков. Обозначения те же, что и на рис. 2

Рис. 5. Зависимость плотности облаков от их радиусов

$100 M_{\odot}$, и размерами не более 2—3 пк. Возможно, это связано с тем, что в массивных облаках зависимость скорости турбулентности от радиуса более сложная, чем принято в данной работе. С наблюдениями лучше согласуются модели, в которых показатель степени ν в выражении $v_t \propto r^{\nu}$ близок к 0.5.

Результаты исследований внутренней структуры конкретных молекулярных облаков будут рассмотрены в следующей работе.

1. Колесник И. Г. Модели турбулентных межзвездных облаков // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 5.—С. 3—13.
2. Чандрасекар С. Введение в учение о внутреннем строении звезд.—М.: Изд-во иностр. лит., 1950.—476 с.
3. Arquilla R., Goldsmith P. F. Density distributions in dark clouds // Astrophys. J.—1985.—297, N 2.—P. 436—445.
4. Boland W., de Jong T. Hydrostatic models of molecular clouds. II. Steady-state models of spherical clouds // Astron. and Astrophys.—1984.—134, N 1.—P. 87—98.
5. Kenyon S., Starrfield S. On the structure of Bok globules // Publ. Astron. Soc. Pacif.—1979.—91, N 541.—P. 271—275.
6. Larson R. B. Turbulence and star formation in molecular clouds // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1981.—194, N 3.—P. 809—826.
7. Leung C. M., Kutner M. L., Mead K. N. On the origin and structure of isolated dark globules // Astrophys. J.—1982.—262, N 2.—P. 583—589.
8. Martin R. N., Barret A. H. Microwave spectral lines in galactic dust globules // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1978.—36, N 1.—P. 1—51.
9. Myers P. C. Dense cores in dark clouds. III. Subsonic turbulence // Astrophys. J.—1983.—270, N 1.—P. 105—118.
10. 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.
11. Reipurth B., Bouchet P. Star formation in Bok globules and low-mass clouds. II. A collimated flow in the Horsehead // Astron. and Astrophys.—1984.—137, N 1.
12. Snell R. L. A study of nine interstellar dark clouds // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1981.—45, N 1.—P. 121—175.
13. Stenholm L. G. The physical structure of the dark cloud B5 // Astron. and Astrophys.—1984.—144, N 1.—P. 179—185.