ISSN 2658-5669 НАУЧНЫЕ ТРУДЫ института ран

В ЖУРНАЛЕ «НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН» ПУБЛИКУЮТСЯ СТАТЬИ ПО РАЗЛИЧНЫМ АСПЕКТАМ АСТРОНОМИИ, В ТОМ ЧИСЛЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОФИЗИКЕ, ПЛАНЕТНОЙ АСТРОНОМИИ, ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ, ФИЗИКЕ СОЛНЦА, НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ АСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДАМ И ПРИБОРАМ, КОСМИЧЕСКИМ ИССЛЕ-ДОВАНИЯМ И ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ космической геодезии.





INASAN SCIENCE REPORTS





МОСКВА 2025 УЛК 52 ББК 22.6 H34

Учредитель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Института астрономии Российской академии наук

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Свидетельство о регистрации ПИ № ФС 77-83927 от 16.09.2022)

НЗ4 Научные труды Института астрономии РАН. Том 10(1). -

М.: Изд-во Янус-К, 2025, 24 с., илл.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

Редколлегия

Сачков М.Е. (главный редактор), Вибе Д.З. (зам. главного редактора), Бисикало Д.В., Барабанов С.И., Кохирова Г.И., Кузнецов Э.Д., Малков О.Ю., Машонкина Л.И., Фатеева А.М., Шематович В.И., Шустов Б.М.

Ответственный редактор Исакова П.Б.

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

«Научные труды Института астрономии РАН» – рецензируемый журнал, публикующий статьи по различным аспектам астрономии, в том числе по теоретической и наблюдательной астрофизике, планетной астрономии, звездной астрономии, физике Солнца, небесной механике, астрономическим методам и приборам, космическим исследованиям и исследованиям в области космической геодезии.

> © ИНАСАН, 2025 © Коллектив авторов, 2025

INASAN Science Reports. Vol 10(1). M.: Janus-K, 2025, 24 pp.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

Editorial Board

M.E. Sachkov (Editor-in-Chief), D.S. Wiebe (Deputy Editor-in-Chief), D.V. Bisikalo, S.I. Barabanov, G.I. Kokhirova, E.D. Kuznetsov, O.Yu. Malkov, L.I. Mashonkina, A.M. Fateeva, V.I. Shematovich, B.M. Shustov.

Coordinating Editor Isakova P.B. Staff Editor E.D. Wiebe

INASAN Science Reports is a peer-reviewed journal that publishes papers in various fields of astronomy, including theoretical and observational astrophysics, planetary astronomy, galactic astronomy, solar physics, celestial mechanics, astronomical methods and tools, space research and studies related to space geodesy.

> © INASAN, 2025 © Author team, 2025

Сдано в набор 26.05.2025. Подписано в печать 28.05.2025 Формат 60х90/8. Бумага офсетная. Уч.-изд. п.л. 3,0. Физ. п.л. 3,0. Тираж 100. Заказ №516

Издательство «Янус-К» 127411, Москва, Учинская ул., д. 1

Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ» 119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16

Научное издание

Научные труды Института астрономии РАН. Том 10 (1)



Гравитационная фрагментация молекулярных волокон с продольным магнитным полем

Султанов И.М.¹, Хайбрахманов С.А.^{2,1}

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В работе выполнено трехмерное численное МГД-моделирование гравитационной фрагментации волокнообразных молекулярных облаков с крупномасштабным продольным магнитным полем. Расчеты выполнялись с помощью численного кода FLASH. Рассмотрены волокна типичной длины 2 пк и радиуса 0.1 пк с различными значениями интенсивности магнитного поля. Исследованы два сценария образования фрагментов: неустойчивость малых возмущений поверхности волокон и гравитационная неустойчивость магнитозвуковых волн, распространяющихся вдоль оси волокна. Расчеты показывают, что гравитационно-связанные ядра образуются в случае, когда длина волны возмущения сравнима с критической или превышает ее. Массы ядер увеличиваются с длиной волны возмущения и составляют от 0.3 до 3 M_{\odot} . Количество ядер лежит в диапазоне от 4 до 13 в зависимости от длины волны начального возмущения. Сразу после образования ядра являются почти сферическими. В процессе дальнейшей эволюции, из-за асимметрии коллапса в цилиндрическом облаке, ядра приобретают вытянутую вдоль оси волокна форму. Независимо от роста возмущений внутри волокна, гравитационная фокусировка на краях волокна приводит к образованию ядер, которые проходят стадию изотермического коллапса быстрее, чем фрагменты внутри волокна. Это означает, что звезды, образующиеся на краях волокна будут старше звезд внутри волокна.

Поступила в редакцию 13.03.2025 г. Принята в печать 05.04.2025 г.

Ключевые слова: магнитные поля, магнитная газодинамика (МГД), численное моделирование, межзвездные молекулярные облака.

Gravitational fragmentation of the molecular filaments with parallel magnetic field

Sultanov I.M.¹, Khaibrakhmanov S.A.^{2,1}

¹Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia ²Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

We perform three-dimensional numerical MHD simulations of the gravitational fragmentation of the molecular filaments with a large-scale parallel magnetic field. We use the numerical code FLASH. The filaments have typical length of 2 pc and width of 0.1 pc and various magnetic field strengths. We consider two fragmentation mechanisms: the instability of small perturbations of a filament surface and the gravitational instability of magnetosonic waves propagating along a filament. The simulations show that gravitationally-bound cores form when the perturbation wavelength is equal to or greater than critical wavelength. The masses of the cores increase with the perturbation wavelength and range from 0.3 to 3 M_{\odot} . The number of cores depends on the perturbation wavelength and ranges from 4 to 13. The cores have almost spherical form just after their formation. During further evolution, the cores become more elongated along the filament axis due to the asymmetry of the cylindrical collapse. In addition to the perturbations growth within the filament, gravitational focusing leads to the formation of the cores at the filament edges. These cores go through the isothermal stage of the collapse faster than the fragments inside of the filament. This means that the stars formed at the filament edges will be older than the stars inside the filament.

Received 13.03.2025. Accepted 05.04.2025.

Keywords: magnetic fields, magnetohydrodynamics (MHD), methods: numerical, ISM: clouds

DOI: 10.51194/INASAN.2025.10.1.001

1. Введение

Согласно современным наблюдательным данным, большинство протозвездных облаков формируются внутри молекулярных облаков, имеющих волокнистую структуру [1]. Под волокнами понимаются вытянутые структуры на картах излучения межзвездной среды. Подобными структурами могут быть либо цилиндрические облака или газопылевые слои, наблюдаемыми с ребра [2].

Молекулярные волокна обладают характерной толщиной в 0.1 пк, а их длина варьируется от нескольких парсек до десятков парсек. Наблюдаемое характерное значение толщины может варьироваться в зависимости от разрешения в наблюдениях, так что значение 0.1 пк следует считать характерным только для ближайших волокон [3]. Температура в волокнах составляет 10 - 25 K, а плотность газа лежит в диапазоне от 10^4 до 10^5 см⁻³ [2, 4, 5]. Поляризационное картирование показало наличие крупномасштабного магнитного поля в волокнах. Интенсивность магнитного поля и его геометрия меняются в зависимости от лучевой концентрации облака: магнитное поле параллельно волокнам с лучевой концентрацией $N = 10^{21}$ см⁻² [6], в то время как в более плотных волокнах, $N = 10^{22}$ см⁻², магнитное поле становится перпендикулярным их оси [7, 8]. В некоторых волокнах наблюдается плавный переход от параллельной ориентации в разреженной части облака к перпендикулярной ориентации в плотных областях облака [9]. Интенсивность магнитного поля увеличивается с лучевой концентрацией и варьируется от 10^{-5} Гс для облаков с лучевой концентрацией 10^{21} см⁻² до 10^{-3} Гс для плотных волокон с 10^{23} см⁻² [6, 10].

В ряде теоретических работ было показано, что постоянная толщина волокна может поддерживаться градиентом давления параллельного магнитного поля [2, 11] или цилиндрически симметричными потоками вещества [12]. В этом случае коллапс становится возможным только на краях волокна [13]. В работах по исследованию устойчивости цилиндрических облаков с магнитным полем было выявлено, что малые возмущения способны приводить к гравитационной неустойчивости волокон, когда длина волны возмущения превышает критическое значение. Чандрасекар и Ферми исследовали устойчивость периодических возмущений поверхности волокна в приближении несжимаемой жидкости [14]. Стодолкевич рассмотрел задачу устойчивости малых сжимаемых магнитогазодинамических (МГД) волн [15]. Исследование устойчивости цилиндрических облаков без магнитного поля показало, что критические или сверхкритические возмущения приводят к фрагментации, когда волокно находится в гидростатическом равновесии [16]. В работе [17] показано, что в гравитационно-неустойчивом волокне, обжимаемом внешним давлением, флуктуации, вызванные внутренней турбулентностью, эволюционируют в квазипериодические осцилляции скоростей газа вдоль оси волокна. Авторы обнаружили, что длина волны осцилляций совпадают с размерами выделяемых фрагментов, но не исследовали гравитационную связанность этих фрагментов. Для исследования условий гравитационной фрагментации и определения характеристик образующихся фрагментов Султанов и Хайбрахманов [18] реализовали в коде FLASH 4 модель гравитационно-неустойчивого цилиндрического облака с магнитным полем. Модель позволяет рассматривать развитие фрагментации для различных типов начальных возмущений. Для анализа результатов расчетов разработан алгоритм определения гравитационной связанности формирующихся уплотнений. В данной работе разработанная модель применяется для исследования фрагментации волокон в широком диапазоне начальных параметров.

2. Модель

2.1. Постановка задачи и приближения

Исследуем гравитационный коллапс цилиндрического молекулярного облака (далее: волокна) длиной 2 пк и радиусом 0.1 пк. Молекулярный вес газа равен $\mu = 2.31$, температура варьируется от 10 до 20 K, плотность варьируется от $2 \cdot 10^4$ до $2.6 \cdot 10^4$ см⁻³. Соответствующие значения скоростей звука составляют от 0.19 км·с⁻¹ до 0.27 км·с⁻¹. В заданном диапазоне концентраций тепловая энергия сжимающегося газа эффективно высвечивается, и температура газа остается примерно постоянной. Для моделирования изотермического сжатия положим, что вещество волокна характеризуется уравнением состояния газа с эффективным показателем адиабаты $\gamma = 1.001$. Магнитное поле параллельно главной оси волокна и варьируется в пределах от 0 до $2.9 \cdot 10^{-5}$ Гс. В рассматриваемом диапазоне плотностей диссипация магнитного потока, вызванная омической диффузией или магнитной амбиполярной диффузией, незначительна, поэтому магнитное поле считается вмороженным в газ [13].

2.2. Основные уравнения

Эволюция волокон исследуется с помощью системы уравнений идеальной МГД:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \boldsymbol{v}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\boldsymbol{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla P - \nabla\Phi - \frac{1}{4\pi\rho}\boldsymbol{B} \times (\nabla \times \boldsymbol{B}), \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}), \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \Phi \right) + \frac{B^2}{8\pi} \right] = -\nabla \left[\rho v \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} + \Phi \right) + \frac{1}{4\pi} B \times (v \times B) \right], \tag{4}$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \tag{5}$$

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \tag{6}$$

где ρ , v и P — плотность, скорость и давление газа, Φ — гравитационный потенциал, B — магнитная индукция, ε — внутренняя энергия газа, G — гравитационная постоянная, γ — показатель адиабаты.

2.3. Параметры модели и метод решения уравнений

Рассмотрим возможные сценарии гравитационной фрагментации цилиндрических облаков, вызванной начальными возмущениями. В подходе Инуцки и Миямы (далее: ИМ) [16] рассматриваются автомодельные решения, которые описывают изотермический коллапс цилиндрических облаков без магнитного поля. Малые осесимметричные возмущения приводят к фрагментации в случае, когда облако находится в гидростатическом равновесии. Этот случай соответствует классической гравитационной неустойчивости в случае цилиндрического облака. В подходе Чандрасекара и Ферми (далее: ЧФ) [14] рассматриваются периодические возмущения поверхности волокна в несжимаемом приближении. В этом случае важную роль в развитии гравитационной неустойчивости играют магнитные натяжения. В подходе Стодолкевича (далее: СТД) [15] рассматривается неустойчивость малых сжимаемых МГД-волн, распространяющихся вдоль оси волокна. Во всех моделях возмущения приводят к фрагментации, если длина волны превышает определенное критическое значение.

В подходе ИМ критическая длина волны:

$$\lambda_* \approx 4\sqrt{\frac{2c_{\rm s}^2}{\pi G\rho_0}}.\tag{7}$$

где $c_{\rm s}$ — скорость звука, G — постоянная гравитационного взаимодействия, ρ_0 – плотность облака в невозмущенном состоянии.

В случае ЧФ критическая длина волны определяется как $\lambda_* = \frac{2\pi R}{x_*}$, где R — радиус облака, x_* — критическое значение волнового числа, выраженное в единицах R. Величина x_* находится из решения уравнения:

$$\frac{1}{2} - I_0(x)K_0(x) + x\frac{I_0(x)}{I_1(x)} \left(\frac{B_0}{B_S}\right)^2 = 0,$$
(8)

где $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$ — функции Бесселя от комплексного переменного первого и второго порядка, B_0 — интенсивность невозмущенного магнитного поля, $B_S = 4\pi\rho R\sqrt{R}$.

В случае постановки задачи СТД критическая длина волны:

$$\lambda_* = 3.94\sqrt{q(\kappa^2)} \sqrt{\frac{c_{\rm s}^2 + 0.5v_{\rm A}^2}{\pi G \frac{\rho_0}{2}}},\tag{9}$$

где $q(\kappa^2)$ — функция от $\kappa^2 = \frac{v_A^2}{c_s^2}$, такая что $\lim_{\kappa^2 \to \infty} q(\kappa^2)\kappa^2 = 0.69$, v_A — альвеновская скорость. Заметим, что в пределе $\mathbf{B} \to 0$ выражение (9) переходит в (7).

Вообще говоря, в межзвездных облаках может реализоваться любой сценарий. Далее рассмотрим обе постановки задачи: СТД и ЧФ. Для исследования фрагментации волокон в рамках обоих механизмов выполним серию расчетов с различными начальными параметрами волокна и возмущений. Параметры расчетов приведены в табл. 1. В таблице указаны: название расчета (столбец 1), n — начальная концентрация газа в волокне (столбец 2), $t_{\rm ff} = \frac{1}{2\sqrt{G\rho}}$ — время свободного сжатия цилиндрического облака вдоль радиуса (столбец 3), B — начальная интенсивность магнитного поля (столбец 4), ε — отношение суммы магнитной и тепловой энергий облака к модулю его гравитационной энергии (столбец 5), λ_* — критическая длина волны возмущения (столбец 6), λ — длина волны возмущения (столбец 7).

Концентрация, температура и магнитное поле варьируются так, чтобы соответствующий диапазон отношения линейных энергий менялся от $\varepsilon = 0.42$ до $\varepsilon = 1$. Рассмотрен широкий диапазон длины волны начального возмущения — от докритических до сверхкритических значений.

Таблица 1: Начальные параметры расчетов для исследования фрагментации волокон с магнитным полем.

Расчет	n	$t_{ m ff}$	В	ε	λ_*	λ/λ_*
	$[10^4 \text{ cm}^{-3}]$	[10 ⁵ лет]	$[10^{-5} \ \Gamma c]$		[пк]	, .
СТД-1	2	2.2	0	1	0.38	1.02
CTД-2	2.6	1.9	1	0.42	0.24	1.19
СТД-З	2.6	1.9	2.9	1	0.29	0.56
CTД-4	2.6	1.9	2.9	1	0.29	1.1
CTД-5	2.6	1.9	2.9	1	0.29	1.38
СТД-6	2.6	1.9	2.9	1	0.29	1.78
CTД-7	2.6	1.9	2.9	1	0.29	1.93
СТД-8	2.6	1.9	2.9	1	0.29	2.2
ЧФ-1	2.6	1.9	1	0.42	0.597	0.81
ЧФ-2	2.6	1.9	1	0.42	0.597	1.08
ЧФ-3	2.6	1.9	1	0.42	0.597	1.81

Для численного МГД-моделирования гравитационной фрагментации волокон с продольным магнитным полем используется численный код FLASH 4, в котором реализована технология адаптивно–встраиваемых сеток (AMR) [19]. Модель гравитационно-неустойчивых волокон реализована в коде Султановым и Хайбрахмановым [13, 18]. В коде уравнения идеальной МГД решаются с помощью схемы MUSCL годуновского типа. Рассматривается трехмерная постановка задачи в декартовых координатах. Ось z соответствует оси симметрии волокна. Размеры расчетной области в направлениях $x \times y \times z$ составляют $1 \times 1 \times 3$ пк, используется 7 уровней вложенности AMR-сетки. Эффективное максимальное разрешение составляет $512 \times 512 \times 1536$, что соответствует минимальным размерам ячеек $390 \times 390 \times 390$ а. е. Гравитационный потенциал находится с помощью древесного алгоритма Барнса-Хата.

2.4. Метод определения гравитационной связности ядер

Начальные возмущения приводят к тому, что внутри волокна со временем выделяются плотные области — уплотнения. Будем называть уплотнение ядром, если оно является гравитационно-связанным. Определение границ гравитационно-связанных областей позволит исследовать такие характеристики формирующихся ядер, как размеры и массы.

Основой метода определения гравитационной связанности уплотнений является анализ энергетического равновесия облака [20]. Рассматриваемая область внутри волокна считается гравитационно-связанной, если внутри нее выполняется условие:

$$(E_{\rm int} + E_{\rm kin} + E_{\rm mag})/E_{\rm g} \le 1,\tag{10}$$

где E_{int} — тепловая энергия газа, E_{kin} — кинетическая энергия газа, E_{mag} — энергия магнитного поля и E_{g} — модуль гравитационной энергии. Полагается, что уплотнения имеют форму эллипсоидов. Для определения больших и малых полуосей профили плотности вдоль оси волокна (z) вдоль его радиуса (x) ядра аппроксимируется функцией Пламмера. Например, вдоль оси z:

$$n = \frac{n_0}{\left[1 + \left(\frac{z - z_c}{r_z}\right)^2\right]^{p/2}},$$
(11)

где n_0 — концентрация газа в центре уплотнения, z_c — координата центра уплотнения вдоль оси волокна (оси z), r_z — радиус центральной практически однородной части волокна вдоль оси z, p — показатель степенной зависимости плотности от радиуса на периферии уплотнения. Для аппроксимации вдоль радиуса используется аналогичная функция, в которой величины z, z_c и r_z заменяются соответственно на x, x_c и r_x . Использование функции Пламмера обусловлено тем, что с помощью нее аппроксимируются плотности в наблюдаемых гравитационно-связанных системах, таких как шаровые скопления, молекулярные волокна и их ядра [21, 22, 23].

После определения формы и структуры уплотнения выполняется вычисление энергий внутри него. Первоначально энергии рассчитываются в области, ограниченной большой и малой полуосями уплотнения. В качестве полуосей выбираются полученные значения r_0 вдоль направления осей z и x.

Энергии находятся путем суммирования по ячейкам внутри выбранной области: $E_{\text{int}} = \sum_i P_i V_i$, $E_{\text{kin}} = \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2$, $E_{\text{mag}} = \sum_i \frac{B_i^2}{8\pi} V_i$, $E_{\text{grav}} = \sum_j^{N-1} \sum_{i=j+1}^N G \frac{m_j m_i}{r_{i,j}}$, где i, j – индексы ячеек внутри области, P_i, m_i , v_i, B_i – давление, масса газа, скорость и интенсивность магнитного поля в i-ой ячейке, V_i – ее объем, N – количество ячеек, G – постоянная гравитационного взаимодействия, $r_{i,j}$ –расстояние между i-ой и j-ой ячейками.

Если условие (10) внутри выбранной области не выполняется, то выполняется пересчет энергий для области большего размера, то есть большего значения r_0 в заданном направлении. Процедура повторяется до тех пор, пока не будут найдены такие размеры эллипсоида, при которых выполняется условие связанности (10). Если в процессе итераций размеры эллипсоида превышают радиус волокна или границы соседних в волокне ядер пересекаются, а при этом условие (10) все еще не достигнуто, то считается, что уплотнение не является гравитационно-связанным.

3. Результаты расчетов

3.1. Общая картина

Проанализируем общую структуру волокна в расчетах для обеих постановок задачи. В обоих случаях сравним варианты с докритическими и критическими начальными возмущениями. Ожидается, что фрагментация будет только при критических и сверхкритических возмущениях.



Рис. 1: Распределение плотности (цветовая заливка) и линий магнитного поля (линии со стрелками) волокна в плоскости х — z в расчетах СТД-2 при $t = 1.36 t_{\rm ff}$ (панель a), СТД-4 при $t = 1.56 t_{\rm ff}$ (панель б), ЧФ-1 при $t = 1.14 t_{\rm ff}$ (панель в), ЧФ-2 при $t = 1.2 t_{\rm ff}$ (панель г).

Расчеты показывают, что как в случае постановки задачи ЧФ, так и в случае постановки СТД происходит радиальный коллапс волокна как целого и одновременное развитие начальных возмущений в волокне. Рост возмущений со временем приводит к формированию уплотнений внутри облака уже на начальных этапах эволюции. Кроме того, эффект гравитационной фокусировки приводит к так называемому «коллапсу с конца» — образованию уплотнений на краях волокна (см. [13]). Природа этих уплотнений не связана с ростом начальных малых возмущений. Они образуются и сжимаются быстрее, чем уплотнения внутри волокна.

На рис. 1 приведена структура облаков в плоскости х — z для расчетов СТД-3, СТД-4, ЧФ-1 и ЧФ-2 в моменты времени $t = 1.36, 1.56, 1.14, и 1.2 t_{\rm ff}$, соответственно. Выбранные моменты времени соответствуют моменту, когда плотность уплотнений на краях волокна возросла на $\sim 4 - 5$ порядков, то есть моменту окончания изотермической стадии коллапса этих уплотнений.

Рис. 1 показывает, что в расчетах СТД-3 и 4 за рассмотренный промежуток времени типичный радиус волокна уменьшился от начального 0.1 пк до ≈ 0.06 пк. В расчетах ЧФ-1 и ЧФ-2 радиус облака в рассмотренный момент времени составляет ≈ 0.02 пк. В ЧФ-расчетах облака изначально имеют меньшие значения параметра ε , то есть являются более неравновесными. Поэтому коллапс этих волокон происходит быстрее.

Суммарное количество уплотнений, которые образовались внутри волокна и на его краях, равно 13, 7, 5 и 4 для расчетов СТД-3, СТД-4, ЧФ-1 и ЧФ-2 соответственно. Таким образом, количество уплотнений уменьшается с увеличением длины начального возмущения. Расстояние между уплотнениями внутри облака соответствует начальной длине волны возмущения.

Уплотнения, которые образовались на краях, обладают большей центральной плотностью и являются более сжатыми, чем уплотнения, сформировавшиеся внутри волокна. В расчетах СТД-3 и 4 плотность внутри уплотнений возросла в 10–15 раз по сравнению с начальной, в ЧФ-1 и 2 — на 2 порядка. Бо́льшая степень сжатия уплотнения в расчетах ЧФ связана с бо́льшей начальной степенью неравновесности облаков, которая выражается в бо́льших скоростях сжатия.

Анализ поля скоростей показывает, что уплотнения на краях передвигаются к центру облака со сверхзвуковой скоростью $\approx 3 \text{ км} \cdot \text{c}^{-1}$. Уплотнения внутри волокна остаются практически неподвижными в течение рассмотренного промежутка времени.

3.2. Фрагментация волокон

С помощью анализа условия энергетического равновесия (10) установлено, что фрагментация происходит во всех расчетах, кроме СТД-3 и ЧФ-1. В обоих случаях фрагментации не происходит, так как длина волны начального возмущения меньше критической, что находится в соответствии с предсказаниями теории [15, 14].

На рис. 2 приведено распределение плотности в области формирования ядер для расчетов СТД-1 в моменты времени t = 0.43 и 0.86 $t_{\rm ff}$ и СТД-4 в моменты времени t = 0.51 и 0.85 $t_{\rm ff}$ в плоскости х – z. Черными контурами выделены гравитационно-связанные области. Анализ условия энергетического равновесия (10)



Рис. 2: Распределение плотности волокна в области формирования ядер в плоскости х — z в расчете СТД-1 в моменты времени $0.43 t_{\rm ff}$ (панель а) и $0.86 t_{\rm ff}$ (панель б) и в расчете СТД-4 в моменты времени $t = 0.51 t_{\rm ff}$ (панель в) и $0.85 t_{\rm ff}$ (панель г). Черной линией показана граница гравитационно-связанной области.

показывает, что гравитационно-связанные области являются сферическими и обладают радиусом 0.07 пк в моменты времени 0.43 и 0.51 $t_{\rm ff}$ для расчетов СТД-1 и СТД-4 соответственно. В процессе дальнейшего коллапса размеры этих областей становятся меньше, а сами области принимают форму эллипсоидов с полуосями 0.025 и 0.07 пк, 0.05 и 0.07 пк для расчетов СТД-1 и СТД-4 соответственно.

Структура ядер в расчетах СТД-4, СТД-7 и СТД-8 в момент времени 1.5 $t_{\rm ff}$ показана на рис. 3. Рисунок показывает, что ядро, образующееся в случае околокритического возмущения (СТД-4), имеет минимальный размер и сплюснуто вдоль оси волокна z. Большие и малые полуоси ядра равны 0.05 пк и 0.02 пк соответственно, а его масса составляет 0.33 M_{\odot} . Увеличение длины волны начальных возмущений приводит к образованию более крупных ядер. В случаях СТД-7 и СТД-8 ядра вытянуты вдоль главной оси волокна. Типичные размеры ядер вдоль радиуса волокна (x) ограничены радиусом волокна и составляют в этих расчетах ~ 0.3 пк, а размеры вдоль оси волокна варьируются от 0.077 до 0.086 пк соответственно. Массы ядер в расчетах СТД-3 и 4 сравнимы и составляют 2.7 и 2.5 M_{\odot} . Максимальная плотность внутри волокон уменьшается с длиной начального возмущения так, что околокритические ядра являются наиболее плотными.



Рис. 3: Распределение плотности и линий магнитного поля волокна в области формирования ядер в плоскости х — z в момент времени 1.5 t_{ff} в расчете СТД-1 (панель а), СТД-7 (панель б), СТД-8 (панель в).

Структура ядер, образующихся в расчетах ЧФ-2 и ЧФ-3 в момент времени $1.08 t_{\rm ff}$ показана на рис. 4. В этом случае размеры ядер вдоль радиуса волокна практически совпадают с радиусом самого волокна

и составляют 0.006 пк во всех расчетах. По-видимому, это связано с тем, что облака в этих расчетах, будучи сильно неравновесными, быстро коллапсируют к своей оси (см. раздел 3.1). Выделение ядер за счет гравитационной неустойчивости происходит медленнее. Поэтому границы ядер, определенные для данных расчетов, могут рассматриваться лишь как приближенные. Рис. 4 показывает, что, как и в случае постановки задачи СТД, увеличение длины волны начальных возмущений приводит к образованию более вытянутых вдоль главной оси волокна ядер. Внутри ядер наблюдается небольшие неоднородности распределения плотности, которые могут указывать на дальнейшую фрагментацию ядер. Для исследования этого эффекта необходимо проведение расчетов с бо́льшим пространственным разрешением.



Рис. 4: Распределение плотности и линий магнитного поля волокна в области формирования ядер в плоскости x — z в момент времени 1.14 t_{ff} в расчете ЧФ-2 (панель а), ЧФ-3 (панель б).

В табл. 2 приведены характеристики формирующихся ядер. Указаны длина волны возмущения λ ; момент времени t, в котором исследуются характеристики ядра; размеры ядер вдоль радиуса волокна d_r и вдоль главной оси волокна d_z , а также их массы M. Табл. 2 показывает, что в расчетах СТД-(4–8) размеры ядер вдоль оси волокна, d_z , увеличиваются с длиной волны начального возмущения и меняются в диапазоне от 0.034 до 0.064 пк. Массы ядер практически не меняются и примерно равны 3 M_{\odot} . Размер ядер вдоль радиуса волокна, d_r , также слабо зависит от длины волны и составляет 0.04 пк. В расчетах ЧФ-2 и ЧФ-3 приближенно определенная масса ядер составляет примерно 0.4 M_{\odot} . Размеры d_z в этих вариантах увеличиваются с длиной волны начального возмущения и меняются и ЧФ-2 и ЧФ-3 приближенно определенная масса ядер составляет примерно 0.4 M_{\odot} . Размеры d_z в этих вариантах увеличиваются с длиной волны начального возмущения и меняются от 0.032 до 0.057 пк. В расчетах СТД-1, СТД-2 и СТД-4 рассматриваются околокритические длины волн, но при этом разные параметры самого волокна. В расчете СТД-1 отсутствует магнитное поле, а линейная тепловая энергия примерно равна гравитационной. В этом случае образуются ядра, по форме близкие к сферам радиуса 0.003 пк и массой 0.12 M_{\odot} . В расчетах СТД-2 и СТД-4 с увеличением отношения энергии от $\varepsilon = 0.42$ до $\varepsilon = 1$ увеличиваются размеры d_r , d_z и массы: от 0.008 пк, 0.002 пк и 0.33 M_{\odot} до 0.043 пк, 0.034 пк и 3.35 M_{\odot} соответственно.

4. Обсуждение и заключение

В настоящей работе численные МГД-модели молекулярных волокон, разработанные авторами ранее [2, 13, 18], применены для исследования гравитационной фрагментации волокон с продольным магнитным полем. Исследовались два механизма фрагментации в широком диапазоне начальных параметров: неустойчивость цилиндрических волокон с возмущенной формой поверхности (сценарий Чандресекара и Ферми [14])

Таблица 2: Характеристики ядер, образовавшихся в результате фрагментации волокон.

Расчет	λ t		d_r ,	d_z ,	M	
	$[\lambda_*]$	$[t_{\rm ff}]$	[пк]	[пк]	$[M_{\odot}]$	
СТД-1	1.02	1.1	0.003	0.004	0.12	
CTД-2	1.19	1.26	0.008	0.002	0.33	
СТД-З	0.56	_	_	_	_	
CTД-4	1.1	1.56	0.043	0.034	3.35	
СТД-5	1.38	1.48	0.033	0.031	1.8	
СТД-6	1.78	1.34	0.04	0.038	3.05	
CTД-7	1.93	1.5	0.032	0.06	2.46	
СТД-8	2.2	1.5	0.033	0.064	2.62	
ЧФ-1	0.81	1.08	_	_	-	
ЧФ-2	1.08	1.08	0.0056	0.032	0.46	
ЧФ-3	1.82	1.08	0.0056	0.057	0.38	

и неустойчивость малых возмущений, распространяющихся вдоль оси волокна (классическая гравитационная неустойчивость волокна с магнитным полем, сценарий Стодолкевича [15]). Первый случай может реализоваться при взаимодействии волокон с внешними факторами, такими как межзвездные ударные волны. Второй случай является более общим и не требует внешних воздействий. Гравитационная связанность уплотнений, образующихся в результате фрагментации волокон, определялась с помощью энергетического критерия, основанного на анализе вириального равновесия облаков.

Расчеты показывают, что в обеих постановках задач начальные возмущения в волокие эволюционируют в уплотнения, которые равноудалены друг от друга на длину начального возмущения. Количество уплотнений $N_{\rm cl}$ зависит от соотношения между длиной волокна и длиной волны возмущения. В рассмотренном случае, когда длина волокна равна типичному значению 2 пк и длины волн возмущений превышают критическую в 1-2, величина $N_{\rm cl}$ составляет от 4 до 13.

Анализ энергетического баланса уплотнений показывает, что гравитационно-связанными являются те уплотнения, которые образовались в результате роста возмущений с длиной волны близкой к критической λ_* или превышающей ее. Этот результат согласуется с предсказаниями аналитической теории развития гравитационной неустойчивости малых возмущений в рассмотренных сценариях. Размеры гравитационно-связанных ядер увеличиваются с начальной длиной волны возмущения. В околокритическом случае образуются ядра минимальной массы: около $0.1 M_{\odot}$ в сценарии Стодолкевича без магнитного поля и $0.3 M_{\odot}$ в случае с магнитным полем. В сценарии Чандрасекара и Ферми соответствующие массы ядер составляют ~ $0.4 M_{\odot}$. Таким образом, в облаках с магнитным полем образуются более массивные ядра. Это обусловлено тем, что градиент магнитного давления препятствует сжатию ядер и увеличивает минимальное значение длины волны гравитационно-неустойчивых возмущений. В случае наиболее длинных начальных возмущений или полем. $\lambda \sim 2 \lambda_*$, массы образующихся ядер достигают $3 M_{\odot}$ в сценарии Стодолкевича. Диапазоны масс ядер, полученные в расчетах, согласуются с наиболее распространенными массами в наблюдаемых областях звездообразования [24].

Форма ядер, образующихся в процессе фрагментации, меняется со временем. На ранних этапах эволюции гравитационно-связанные уплотнения имеют форму, близкую к сферической. Со временем эти ядра приобретают форму эллипсоидов, вытянутых вдоль главной оси волокна. Это обусловлено тем, что в цилиндрическом облаке сжатие любых неоднородностей вдоль радиуса волокна происходит быстрее, чем вдоль его оси. Размеры ядер вдоль радиуса волокна практически не изменяются и остаются ограничены радиусом волокна. Размеры вдоль оси волокна определяются длиной волн начальных возмущений. Отмеченные особенности формы ядер волокна следует учитывать при анализе наблюдательных карт волокон в областях звездообразования.

Независимо от гравитационной неустойчивости малых возмущений в волокне, происходит образование ядер на краях волокна. Этот «коллапс с конца» обусловлен гравитационной фокусировкой на краях волокна. В этих областях гравитационный коллапс является неизбежным при любых условиях (см. [13]) и происходит быстрее, чем сжатие уплотнений внутри волокна. Как следствие, временной масштаб эволюции гравитационно-неустойчивого волокна определяется именно краевыми эффектами, а ядра на краях и внутри волокна имеют различные массы и размеры. К моменту окончания изотермической стадии коллапса ядер на краях, когда плотность в них выросла на 4 - 5 порядков по сравнению с начальной, ядра внутри волокна сжались лишь на 1 - 2 порядка по плотности. С точки зрения наблюдений различие временных масштабов эволюции ядер означает, что звезды, образующиеся на краях волокна, будут старше звезд, образовавшихся внутри волокна.

Заметим, что малый перепад плотности ядер внутри волокна и их несферическая форма указывают на то, что они еще не достигли стадии быстрого гравитационного коллапса. Следует ожидать, что в процессе дальнейшей эволюции сжатие центральных частей вытянутых гравитацонно-связанных уплотнений ускорится и в их центре выделятся сферические ядра меньшего размера. Кроме того, уменьшение джинсовской длины волны внутри обнаруженных вытянутых ядер может привести к их иерархической фрагментации и образованию нескольких сферических ядер. Для исследования этих процессов необходимо проведение дальнейших расчетов с более высоким пространственным разрешением и применением технологии стоковых ячеек для образующихся ядер.

Как следует из анализа наблюдательных данных, необходимо также рассмотреть случаи, когда магнитное поле направлено перпендикулярно главной оси волокна. С точки зрения интерпретации наблюдательных данных, интерес представляет сравнение спектров размеров и масс ядер, образующихся в волокнах с различными свойствами, с данными о функциях масс протозвездных облаков и, в частности, молодых звезд [25].

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (24-22-20041). Расчеты проводились на вычислительном кластере Челябинского государственного университета.

Список литературы

- 1. V. Konyves, P. Andre, A. Menshchikov, P. Palmeirim, et al., A&A, 584, A91, 2015.
- 2. A. E. Dudorov and S. A. Khaibrakhmanov, Open Astronomy, 26, 285, 2017.
- 3. P. Andre, P. Palmeirim, and D. Arzoumanian, A&A, 667, L1, 2022.
- P. Andre, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S.-I. Inutsuka, R. E. Pudritz, and J. E. Pineda, in Protostars and Planets VI, 27–51 (2014).
- 5. A. Hacar, S. E. Clark, F. Heitsch, J. Kainulainen, G. V. Panopoulou, D. Seifried, and R. Smith, in *Protostars and Planets VII*, 153–192 (2023).
- 6. E. J. Chung, C. W. Lee, S. Kim, M. Tafalla, H. Yoo, J. Cho, and W. Kwon, Astrophys. J., 970, 122, 2024.
- 7. Q.-L. Gu, T. Liu, Z.-Q. Shen, S. Jiao, et al., Astrophys. J., 976, 249, 2024.
- 8. Y. Choi, W. Kwon, K. Pattle, D. Arzoumanian, et al., Astrophys. J., 977, 32, 2024.
- 9. W. Kwon, K. Pattle, S. Sadavoy, C. L. H. Hull, et al., Astrophys. J., 592, 163, 2022.
- 10. K. Pattle, D. Ward-Thompson, D. Berry, J. Hatchell, et al., Astrophys. J., 846, 122, 2017.
- 11. D. Seifried and S. Walch, MNRAS, 452, 2410, 2015.
- 12. F. D. Priestley and A. P. Whitworth, MNRAS, 509, 1494, 2022.
- 13. I. M. Sultanov and S. A. Khaibrakhmanov, Astronomy Reports, 68, 60, 2024.
- 14. S. Chandrasekhar and E. Fermi, Astrophys. J., 118, 116, 1953.
- 15. J. S. Stodolkiewicz, Acta Astron., 13, 30, 1963.
- 16. S.-I. Inutsuka and S. M. Miyama, Astrophys. J., 388, 392, 1992.
- 17. S. V. Anathpindika and J. Di Francesco, Publ. Astron. Soc. Australia, 41, 23, 2024.
- 18. I. M. Sultanov and S. A. Khaibrakhmanov, Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal, 10, In press, 2025.
- 19. B. Fryxell, K. Olson, P. Ricker, F. X. Timmes, et al., ApJS, 131, 273, 2000.
- 20. A. E. Dudorov and S. N. Zamozdra, Astron. and Astrophys. Trans., 28, 27, 2013.
- 21. H. C. Plummer, MNRAS, 71, 460, 1911.
- 22. M. Gatto, V. Ripepi, M. Bellazzini, M. Dall'ora, et al., ApJL, 929, 6, 2022.
- 23. Y. Shimajiri, P. Andre, N. Peretto, D. Arzoumanian, E. Ntormousi, and V. Konyves, A&A, 672, 24, 2023.
- 24. Y. Shimajiri, P. Andre, E. Ntormousi, A. Men'shchikov, D. Arzoumanian, and P. Palmeirim, A&A, 632, 21, 2019.
- 25. A. E. Dudorov and O. V. Eretnova, Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal, 6, 347, 2021.

Сравнение методов оценки физических параметров молекулярных сгустков по линиям метанола

Фарафонтова А.А.¹, Салий С.В.², Кирсанова М.С.¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

² Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

В работе были оценены физические параметры по линиям излучения молекулы CH_3OH в массивных плотных молекулярных ядрах молекулярных облаков по сериям линий $2_K - 1_K$ и $5_K - 4_K$ и проведено сравнение ЛТР и не-ЛТР методов. Для оценок в не-ЛТР приближении использовались две независимые программы: **RADEX** и разработанная в УрФУ программа SPS. В работе показано, что температура и лучевая концентрация, оцененные в приближении ЛТР, имеют заниженные значения в сравнении с оценками из не-ЛТР методов, последние же удовлетворительно описывают данные наблюдений. Показано, что доверительные интервалы для температуры велики, более 50 K, в частности, по расчетам **RADEX** они составляют весь исследуемый диапазон, 100 K. В моделях **RADEX**, которые наилучшим образом описывают наблюдаемые интенсивности, замечено расхождение между значениями модельных и наблюдаемых интенсивностей. Расхождение между модельными интенсивностями и наблюдаемыми увеличивается на 2–3 порядка величины при возрастании энергий уровней переходов.

Поступила в редакцию 20.12.2024 г. Принята в печать 13.05.2025 г.

Ключевые слова: звездообразование, перенос излучения, метанол

Comparison of methods for estimation of physical parameters of molecular clumps using methanol lines

Farafontova A.A.¹, Salii S.V.², Kirsanova M.S.¹

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

² Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

We estimate physical parameters using the $2_K - 1_K$ and $5_K - 4_K$ series of CH₃OH emission lines in dense molecular star-forming clumps and compare results obtained with LTE and non-LTE methods. We use two independent computer programs for non-LTE approximation: **RADEX** and the program SPS developed at UrFU. We show that temperature and molecular column density estimated by LTE have lower values compared to the results from non-LTE. The latter results reasonably describe the observational brightness temperature of the methanol lines. It is shown that the confidence intervals for temperature are large, more than 50 K, in particular, according to **RADEX** calculations, they constitute the whole range, 100 K. In **RADEX** models, which best describe the observed intensities, there is a discrepancy between the values of model and observed intensities. The discrepancy between the model intensities and the observed intensities increases by 2–3 of order of magnitude with increasing transition level energies.

Received 20.12.2024. Accepted 13.05.2025.

Keywords: star formation, radiative transfer, methanol

DOI: 10.51194/INASAN.2025.10.1.002

1. Введение

Наблюдения спектральных линий в радио, субмиллиметровом и миллиметровом диапазоне позволяют исследовать физические и химические условия в молекулярных облаках, в наиболее плотных частях которых формируются протозвезды. Молекулярный водород, несмотря на его доминирующее присутствие в молекулярных облаках, практически не наблюдается в радиодиапазоне. Наиболее распространенной молекулой после водорода является СО. Эта молекула является индикатором общего распределения молекулярного газа и наблюдается вместо водорода. Гидрогенизация СО ведет к образованию молекул H₂CO, CH₃OH.

Молекула CH₃OH является широко используемым индикатором физических условий газа в плотных молекулярных сгустках [1]. Эта молекула существует в двух формах симметрии: А-метанол (спины атомов водорода в CH₃-группе параллельны) и Е-метанол (спины не параллельны), которые рассматриваются как отдельные молекулы. А-симметрия также имеет дублеты A^+ и A^- [2]. Метанол распространен в областях звездообразования. Его обилие по отношению к водороду варьируется от 10^{-9} в холодных облаках (температура ~ 10 K) до 10^{-7} – 10^{-6} около плотных ядер молекулярного газа, где температура выше в несколько раз [3]. Сложная структура энергетических уровней метанола приводит к возникновению в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах нескольких групп близко расположенных по частоте переходов, которые можно наблюдать одновременно.

В работе мы анализируем методы определения физических параметров по сериям линий излучения CH₃OH. Анализ проводится с использованием наблюдательных данных в направлении молекулярных сгустков в волокне WB 673 и плотного ядра на границе области HII RCW 120.

Критерий отличия	RADEX	SPS		
Поглощение пылью	нет	да		
Схема уровней	256	861 и 852		
Столкновительные	пара- H_2	пара-Нэ.орто-Нэ. Не		
партнеры	<u>F</u> <u>2</u>			
Блендирование	нот	ПО		
линий	нет	да		
Критерий остановки	$\sum T / m < 10^{-6}$	$\sum m /m < 10^{-4}$		
итераций	$\sum I_{ m ex}/n_{ m thick} < 10$	$\sum n_i/n_{i-1} < 10$		
Веса для	0.2*m + 0.7*m			
населенностей	$n_{i+1} = 0.5 \cdot n_i + 0.7 \cdot n_{i-1}$	$n_{i+1} = var * n_i + var * n_{i-1}$		

Таблица 1: Сравнительная характеристика двух программ RADEX и SPS

В волокне WB 673 наблюдаются несколько плотных молекулярных сгустков со звездообразованием [4]. В центре выделяют наиболее массивный плотный сгусток WB 673, а также плотные сгустки газа G173.57+2.43, WB 688 и S233 IR на периферии. Исходя из данных, полученных на основании наблюдений излучения в линиях ¹²CO и ¹³CO(1-0), был сделан вывод о том, что данные сгустки являются гравитационно нестабильными и имеют массы от 1000 до 2000 M_{\odot} [5]. Наличие массивных плотных сгустков и признаков коллапса вещества указывает на потенциальное формирование группы массивных звезд.

На периферии области HII RCW 120 наблюдаются 35 плотных сгустков со звездообразованием, температуры пыли которых находятся в пределах 16 – 20 К [6]. На юго-западной границе области в молекулярных сгустках наблюдатели выделяют самые массивные плотные ядра 1 и 2, в направлении которых обнаружены истечения и признаки формирования горячего ядра [7, 8].

2. Данные наблюдений

В работе были использованы данные наблюдений серии линий метанола $2_K - 1_K$ для сгустков в области WB 673 из работы [4] и серии $5_K - 4_K$ для ядра Core 2 (далее обозначение RCW 120) из работы [7].

3. Методы оценки физических параметров

Для определения физических параметров газа применяются методы, основанные на приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) и не-ЛТР приближении. Для оценки в приближении ЛТР мы использовали метод построения вращательных диаграмм [9, 10, 11]. Для получения оценок в не-ЛТР приближении мы использовали программы RADEX [12] и SPS [13], в которых решается уравнение переноса излучения с использованием метода оценки вероятности выхода фотона из среды. С помощью этих программ были построены сетки из набора значений физических параметров, и рассчитаны модельные интенсивности в каждом ее узле.

3.1. Оценка физических параметров в ЛТР приближении: вращательные диаграммы

Лучевая концентрация молекулы на верхнем уровне оптически тонкой линии (N_u) определяется через уравнение:

$$\frac{N_{\rm u}}{g_{\rm u}} = \frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S\mu^2},\tag{1}$$

где величина W — интегральная интенсивность линии, $S\mu^2$ — произведение силы линии на квадрат постоянного дипольного момента, k — постоянная Больцмана, ν_0 — частота линии. Предполагая, что температура возбуждения всех уровней молекулы одинакова и равна некоторой температуре $T_{\rm rot}$, из формулы Больцмана может быть получено следующее выражение:

$$\ln\left(\frac{N_{\rm u}}{g_{\rm u}}\right) = \ln\frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S\mu^2} = \ln\left(\frac{N}{Q_{\rm rot}(T_{\rm rot})}\right) - \frac{E_{\rm u}}{kT_{\rm rot}},\tag{2}$$

где $E_{\rm u}$ — энергия верхнего уровня, $g_{\rm u}$ — статистический вес верхнего уровня, $Q_{\rm rot}$ — статистическая сумма, N — лучевая концентрация молекулы, просуммированная по всем уровням. Значения Q были определены с помощью интерполяции значений из базы данных CDMS [14]. Значение $S\mu^2$ также взято из CDMS.

Отношение $\ln \frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S\mu^2}$ рассчитывается для каждой линии. В этом случае, исходя из выражения (2), линейной функцией y = ax + b приближается зависимость $\ln \frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S\mu^2}$ от $E_{\rm u}/k$, наклон которой обратно пропорционален $-T_{\rm rot}$, а точка пересечения графика с осью ординат равна $\ln \frac{N}{Q_{\rm rot}}$.



Рис. 1: Вращательные диаграммы для линий CH₃OH серии 5_K-4_K для объекта RCW 120 и серии 2_K-1_K для остальных объектов. Штриховая линия показывает приближение данных наблюдений линейной функцией. Для объектов WB668 для линии 2₀-1₀E, WB673 для линии 2₁-1₁E, G173.57+2.43 для линий 2₀-1₀E и 2₁-1₁E, где использовался верхний предел оценки интегральной интенсивности, точки обозначены треугольниками.

Таблица 2: Сетка физических параметров, используемая для моделирования с RADEX и построения графиков с SPS.

Источник	Переход	Δv ,	N, cm^{-2}	$n_{ m H_2},{ m cm}^{-3}$	$T_{\rm kin},{ m K}$
		$\kappa m/c$	шаг $1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$		шаг 10 К
G173.57	$2_{K} - 1_{K}$	1	$10^{11} - 10^{16}$	10^{4}	10 - 100
WB668	$2_{K} - 1_{K}$	1	$10^{11} - 10^{16}$	10^{4}	10-100
WB673	$2_{K} - 1_{K}$	3	$10^{11} - 10^{16}$	10^{4}	10 - 100
S233IR	$2_{K} - 1_{K}$	3	$10^{11} - 10^{16}$	10^{4}	10 - 100
RCW 120	$5_K - 4_K$	5	$10^{13} - 10^{16}$	10^{4}	10-100

При приближении с помощью линейной функции была учтена полученная из наблюдений погрешность интегральной интенсивности для каждой точки следующим образом:

$$\sigma_{\ln(N_{\rm u}/g_{\rm u})} = \frac{\sigma_W}{W},\tag{3}$$

где σ_W — ошибка интегральной интенсивности. Погрешности частоты из базы данных CDMS для тех переходов метанола, которые мы рассматриваем в работе, составляют $\nu \pm 0.002$ МГц для серии $2_K - 1_K$, $\nu \pm 0.004$ МГц для серии $5_K - 4_K$ (см. переходы в базе данных [14]).

Мы пренебрегаем ошибками ν и используем метод наименьших квадратов с весами:

$$w_i = 1/\sigma_{i_{\ln(N_u/g_u)}}^2,\tag{4}$$

который дает погрешности коэффициента наклона графика (Δb) и точки пересечения графика с осью ординат (Δa) из расчета ковариационной матрицы. Из этих погрешностей ошибки вращательной температуры ($\Delta T_{\rm rot}$) и лучевой концентрации (ΔN) определяются следующим образом:

$$\Delta T_{\rm rot} = \left|\frac{\partial T_{\rm rot}}{\partial b}\right| \Delta b = \left|\frac{1}{b^2}\right| \Delta b = T_{\rm rot}^2 \Delta b,\tag{5}$$

$$\Delta N = \sqrt{(\Delta a)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2}.$$
(6)

Константы, необходимые для расчетов, были взяты из базы данных $\mathrm{CDMS^1}$ и JPL².

²https://spec.jpl.nasa.gov/

¹https://cdms.astro.uni-koeln.de/



Рис. 2: Распределения χ^2 в моделях с RADEX (левые панели) и SPS (правые панели). Цветовая шкала отображает значения $\lg \chi^2$. Контурные линии показывают доверительные интервалы на уровнях 1, 3, 5 σ . Минимум χ^2 отмечен красной звездочкой.

3.2. Методы, основанные на не-ЛТР приближении

В работе применяются программы RADEX [12], разработанная в Лейденском университете и программа SPS, разработанная в астрономической обсерватории УрФУ, для расчета интенсивностей линий в не-ЛТР приближении (далее $T_{\rm mod}$). Для того, чтобы определить $T_{\rm mod}$, необходимо получить решение уравнения переноса излучения с помощью выбранных программ, в которых решаются уравнения статистического равновесия и переноса излучения. При этом в обеих программах задаются некоторые допущения, например, среда предполагается изотермической и однородной, имеется учет фонового излучения.

В программе RADEX задается диапазон частот, конфигурация источника, кинетическая температура газа $(T_{\rm kin})$, лучевая концентрация молекулы, плотность водорода $(n_{\rm H_2})$, температура фонового излучения, ширина линий (Δv) , столкновительные партнеры. Для начала итераций значение населенностей уровней задается в оптически тонком приближении. Уравнения статистического равновесия решаются итеративно до достижения заданного критерия остановки.

В программе SPS задаются частоты исследуемых переходов, Δv , и используется предвычисленная база населенностей уровней (см. [13]). База населенностей энергетических уровней метанола, рассчитанных в узлах 6-и мерной сетки параметров, была сформирована авторами для ускорения процесса оценки физических параметров. Параметры сетки варьируются в пределах типичных для областей звездообразования условий, где $10 \leq T_{\rm kin} \leq 600$ K, $10^3 \leq n_{\rm H_2} \leq 10^9$ см⁻³, удельная лучевая концентрация метанола $3 \cdot 10^7 \leq N/\Delta v \leq 10^{14}$ ссм⁻³, обилие метанола относительно молекул водорода $10^{-9} \leq f \leq 3 \cdot 10^{-6}$, $\Delta v = 1,3,5$ км см⁻¹. В рассмотрение включены 861 уровень метанола А-типа и 852 уровня метанола Етипа основного состояния, а также первое и второе крутильно-возбужденные состояния с квантовыми числами $J \leq 22$ and $|K| \leq 9$. В SPS энергии рассматриваемых уровней ограничены значениями $E_{\rm u} = 1015.5$ и 1020.2 см⁻¹ для метанола А- и Е-типа. В SPS учитывается блендирование линий согласно [15] и поглощение пылью.

По предвычисленным населенностям в программе SPS считаются оптическая толщина (τ_{ν}) и температура возбуждения ($T_{\rm ex}$). Модельная интенсивность линии ($T_{\rm mod}$) вычисляется с помощью выражения:

$$T_{\rm mod} = T_{\rm ex}(1 - \exp(-\tau_{\nu})) + T_{\rm bg} \exp(-\tau_{\nu}),\tag{7}$$

где $T_{\rm bg}$ — температура фонового излучения.

Сложность в решении уравнения переноса излучения состоит в созависимости населенностей молекулярных уровней и поля излучения. Известным подходом к решению является метод оценки вероятности выхода фотона из среды, введенный Соболевым [16]. Основная идея метода состоит в оценке вероятности выхода фотона из расчетной области β . Принимается, что величина β зависит от геометрии источника и оптической толщины, но не зависит от поля излучения. Выражения для β , приведенные ниже, содержат среднюю вероятность выхода по всем направлениям. В одномерном приближении предложено несколько выражений, в которых конфигурация источника может быть представлена в плоскопараллельном (β_{slab}), сферически-симметричном стационарном виде (β_{sphere}) или в сферически-симметричном расширяющемся виде (β_{LVG}):

$$\beta_{\rm slab} = \frac{1 - e^{-3\tau}}{3\tau},\tag{8}$$

$$\beta_{\rm sphere} = \frac{1.5}{\tau} \left[1 - \frac{2}{\tau^2} + \left(\frac{2}{\tau} + \frac{2}{\tau^2} \right) e^{-\tau} \right],\tag{9}$$

$$\beta_{\rm LVG} = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau},\tag{10}$$

где τ — оптическая толщина линии. Выражение (10) используется в программе SPS.

В программе RADEX для вероятности выхода из среды в случае расширяющейся сферической оболочки используется выражение из работы [17] в обозначениях оптического радиуса (τ_r):

$$\beta(\tau_r) = \frac{1 - e^{(-2.34\tau_r)}}{4.68\tau_r} \quad \text{для} \quad \tau_r < 7 \tag{11}$$

$$\beta(\tau_r) = \frac{1}{4\tau [\ln(\tau_r/\sqrt{\pi})]^{1/2}}$$
 для $\tau_r \ge 7.$ (12)

Данное приближение подразумевает, что фотоны могут покинуть систему только через ближайшую границу сферы.

В обеих программах используются коэффициенты столкновения из работы [18], в которой схема энергетических уровней метанола содержит 256 уровней до J = 15. В программе SPS коэффициенты из [18] были экстраполированы на более высокие уровни возбуждения метанола, и учитывались коэффициенты не только для пара-, но и для ортоводорода и гелия.

В табл. 1 представлены характерные отличия программ RADEX и SPS. В этих программах помимо отличий, связанных с учетом физических характеристик, имеются отличия в условиях при решении системы уравнений для населенностей уровней, например, используются разные веса для расчета населенности на следующей итерации. В RADEX эти веса постоянны и равны 0.3 для текущего значения населенностей, 0.7 для предыдущего значения населенностей. В SPS веса являются переменными значениями, то есть изменяются от итерации к итерации. В обоих программах имеются критерии, при достижении которых итерации для населенностей уровней останавливаются. Итерации в RADEX ограничены отношением средней температуры возбуждения $T_{\rm ex}$ для оптически толстых линий к их количеству. В SPS остановка итераций наступает, когда отношение населенностей достигает значения 10^{-4} .



Рис. 3: Распределения χ^2 в моделях с RADEX (левые панели) и SPS (правые панели) для объекта RCW 120. Цветовая шкала отображает значения $\lg \chi^2$. Контурные линии показывают доверительные интервалы на уровнях 1,3,5 σ . Минимум χ^2 отмечен красной звездочкой.

3.3. Расчет распределения χ^2

Для сопоставления модельных интенсивностей спектральных линий с $T_{\rm obs}$ мы применили метод минимизации распределения χ^2 . Для каждой точки в сетке, состоящей из $T_{\rm mod}$ и соответствующих $T_{\rm kin}$ и N, взятых с шагом, приведенным в табл. 2, было рассчитано значение χ^2 . Затем с помощью методов глобальной (метод перебора) и локальной оптимизации (метод градиентного спуска) был найден минимум распределения χ^2 . Вид распределения χ^2 задается равенством:

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{T_{\text{obs},i} - T_{\text{mod},i}}{\sigma_i} \right)^2,\tag{13}$$

где $T_{\rm obs}$ — интенсивность, полученная из наблюдений серии линий метанола, $T_{\rm mod}$ — интенсивность, полученная из решения уравнения переноса, n — количество линий, σ_i — ошибка, полученная из наблюдений.

4. Оценки физических параметров в приближении ЛТР

Для объектов WB673, S233IR, WB668 и G173.57+2.43 были построены вращательные диаграммы по линиям CH₃OH серии 2_K -1_K. В направлении на WB668 для линии 2_0 -1₀E, WB673 для линии 2_1 -1₁E, G173.57+2.43 для линии 2_0 -1₀E и 2_1 -1₁E использовался верхний предел оценки интегральной интенсивности. Диаграммы показаны на рис. 1. Для RCW 120 были построены вращательные диаграммы по линиям серии 5_K -4_K.

Температуры $T_{\rm rot}$ по всем линиям из серии $2_K - 1_K$ имеют значения ниже значений $T_{\rm kin}$, полученных в работах [7] и [6]. Заниженное значение $T_{\rm rot}$ по сравнению с $T_{\rm kin}$ является следствием недонаселенности лесенок K + 1 по отношению к лесенкам K (см. [11]).

Высокое значение погрешности N, составляющее в среднем 50% от величины, в объектах WB 668 и G173.57+2.43 можно объяснить расположением точек на диаграмме. Они существенно отклонены от прямой линии, что может говорить о том, что эти линии оптически толстые. Кроме того, высокий уровень шума может быть причиной низкой оценки интегральной интенсивности этих линий.

5. Оценки физических параметров в не-ЛТР приближении

Оценки физических параметров молекулярных сгустков и плотного ядра были также получены из расчета модельных интенсивностей с помощью программ RADEX и SPS. При моделировании мы зафиксировали значение $n_{\rm H_2} = 10^4$ см⁻³ согласно оценкам из работ [7] и [4]. Диапазоны значений Δv , N, $T_{\rm kin}$ для моделирования представлены в табл. 2. Кроме этого, в программе SPS моделирование велось с фиксированным значением обилия метанола $f = 3.2 \cdot 10^{-7}$. Конфигурация объекта в обеих программах была выбрана в виде расширяющейся сферически-симметричной оболочки.

На рис. 2 и 3 приведено распределение χ^2 , полученное для WB 673, G173.57+2.43, S233 IR, WB 668 и RCW 120 на основе моделирования с RADEX и SPS. В табл. 3 приведены точечные оценки $T_{\rm kin}$, N и доверительные интервалы для вероятности 95%. Из распределений χ^2 видно, что доверительные интервалы по температуре всех рассматриваемых объектов и по лучевой концентрации для объекта RCW 120 для результатов RADEX в 2 – 5 раз шире по сравнению с результатами из SPS.

6. Зависимость модельной интенсивности от энергии верхнего уровня

Для плотных ядер WB 673 и RCW 120 мы оценили насколько близки $T_{\rm mod}$, относящиеся к параметрам моделей с наименьшим значением χ^2 , к наблюдаемым значениям $T_{\rm obs}$, результаты оценки показаны на рис. 4. Таблица 3: Точечные оценки $T_{\rm kin}$ и N, полученные из моделирования с RADEX и SPS, доверительные интервалы для этих оценок приведены в круглых скобках для вероятности 95%. Значения χ^2 в минимуме приведены для каждой из программ.

Объект	$T_{\rm kin}, { m K}$	$T_{ m kin}, m K$	$N, \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	$N, \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	χ^2	χ^2 SPS
Модель	RADEX	SPS	RADEX	SPS	RADEX	
$\begin{matrix} \rm WB673 \\ \rm S233IR \\ \rm WB668 \\ \rm G173.57{+}2.43 \\ \rm BCW \ 120 \end{matrix}$	$100(10-100) \\ 10(10-100) \\ 30(10-100) \\ 100(10-100) \\ 20(10-100)$	$20(10-30) \\ 30(10-40) \\ 40(10-60) \\ 30(10-100) \\ 50(40-60)$	$\begin{array}{c} 0.05(0.01\mathcal{-}0.10)\\ 1.30(0.30\mathcal{-}1.33)\\ 0.20(0.08\mathcal{-}0.80)\\ 0.05(0.01\mathcal{-}0.10)\\ 13.0(8.30\mathcal{-}19.00) \end{array}$	$\begin{array}{c} 4.8(4.704.95)\\ 4.8(4.704.95)\\ 4.6(4.504.80)\\ 4.2(3.804.50)\\ 2.0(0.904.00)\end{array}$	31.6 32.9 10.1 4.9 0.2	$0.2 \\ 4.5 \\ 0.6 \\ 3.7 \\ 0.1$

Использовались $T_{\rm mod}$ для WB 673, так как для этого объекта были получены наименышие значения доверительных интервалов параметров в модели с SPS. Для RCW 120 $T_{\rm mod}$ были взяты, потому что это единственный объект, у которого имеются наблюдения серии $5_K - 4_K$ в нашей работе.

На рис. 4 видно, что для большинства переходов отношение $T_{\rm obs}$ к $T_{\rm mod} \approx 1$. Для переходов серии $5_K - 4_K$ и $E_{\rm u}$ от ~ 60 K и выше значения $T_{\rm mod}$ из RADEX меньше $T_{\rm obs}$ на 2–3 порядка. Было проверено на модели, что такое значительное отклонение модельных интенсивностей от наблюдаемых не связано с низким значением отношения сигнал/шум для этих переходов. Таким образом, в программе RADEX начиная с энергий ~ 60 K для серии $5_K - 4_K$ согласие модельных и наблюдаемых интенсивностей становится неудовлетворительным.

7. Обсуждение результатов и заключение

В ходе работы были определены физические параметры молекулярных сгустков в объектах WB 673, G173.57+2.43, WB 688, S233 IR и плотного ядра в RCW 120 по линиям метанола в ЛТР приближении и в не-ЛТР приближении в программе RADEX и в программе SPS. В работе были построены распределения χ^2 , по которым были определены точечные оценки $T_{\rm kin}$ и лучевой концентрации метанола, которые соответствуют минимуму χ^2 , а также оценены доверительные интервалы для полученных параметров.

Полученные для объектов S233 IR, WB 673, WB 668 и G173.57+2.43 точечные оценки T_{kin} в рамках доверительных интервалов согласуются с независимыми оценками температуры по излучению в линии CO(2-1), которые составляют 20-40 K, см. [19]. Для RCW 120 оценки температуры также согласуются с результатами, полученными независимо в работе [8].

Важно отметить, что температуры $T_{\rm rot}$, полученные в приближении ЛТР, для S233 IR, WB 673, WB 668 и G173.57+2.43 в 5-10 раз ниже, чем $T_{\rm kin}$, полученные в приближении не-ЛТР. Как уже упоминалось выше, низкие значения $T_{\rm rot}$ являются характерными для переходов серии $2_K - 1_K$ (см. выводы работы [11]) и зависят



Рис. 4: Зависимость отношения наблюдаемой интенсивности к модельной от энергии верхнего уровня перехода для WB 673 и RCW 120. Модельные интенсивности получены в RADEX (квадраты) и SPS (кружки) для оценок из табл. 3.

от значения $n_{\rm H_2}$ в объектах. Для значений энергий верхнего уровня больших, чем ~ 60 K для серии $5_K - 4_K$, полученные с RADEX точечные модельные значения $T_{\rm mod}$ меньше $T_{\rm obs}$ на 2 – 3 порядка величины. Точечные модельные значения интенсивностей, полученных с SPS, согласуются с наблюдаемыми значениями. Тем не менее, мы подчеркиваем, что для дальнейшей интерпретации результатов важно принимать во внимание не только точечные оценки параметров, но и учитывать их неопределенности, так как мы показали, что при расчетах с программами SPS и RADEX точечные оценки имеют широкие доверительные интервалы, например, по температуре от 50 до 100 K, которые охватывают значительный диапазон возможных значений.

Полученные расхождения в оценках физических параметров на основе программ SPS и RADEX для линий метанола с $E_u \ge 60$ K, вероятно, могут быть обусловлены различиями в схемах уровней и учетом поглощения пыли. В частности, как показано в работе [20] включение в схему высоких энергетических уровней влияет на интенсивности нетепловых линий. Это относится и к квази-тепловым линиям, рассмотренным в нашей работе. При добавлении высоких энергетических уровней в схему между некоторыми нетепловыми переходами может возникнуть большой поток населенностей. Населенности других переходов, которые не участвуют в накачке, в том числе квази-тепловых, могут меняться, чтобы сохранить значение суммы населенностей неизменным. Кроме того, в областях с интенсивным фоновым излучением, например, вблизи молодых звезд или в протозвездных оболочках, поглощение и излучение пыли влияет на радиативную накачку высоких энергетических уровней, что впоследствии может существенно повлиять на перераспределение населенностей уровней (см. [20]). В дальнейшей работе планируется использовать более широкий набор наблюдательных данных, а также исследовать влияние вышеупомянутых отличительных факторов на модельные интенсивности линий.

Финансирование

Работа С. В. Салий по моделированию с программой SPS выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Благодарности

Авторы выражают благодарности анонимному рецензенту за ценные замечания и С. Ю. Парфенову за ценные комментарии, связанные с особенностями программы SPS.

Список литературы

- 1. K. M. Menten, C. M. Walmsley, C. Henkel, and T. L. Wilson, A&A, 198, 253, 1988.
- 2. R. M. Lees and J. G. Baker, J. Chem. Phys., 48, 5299, 1968.
- 3. S. D. Rodgers and S. B. Charnley, ApJ, 546, 324, 2001.
- M. S. Kirsanova, S. V. Salii, A. M. Sobolev, A. O. H. Olofsson, D. A. Ladeyschikov, and M. Thomasson, *Open Astronomy*, 26, 99, 2017.
- 5. D. A. Ladeyschikov, M. S. Kirsanova, A. P. Tsivilev, and A. M. Sobolev, Astron. Bull., 71, 208, 2016.
- 6. A. Zavagno, M. Pomarès, L. Deharveng, T. Hosokawa, D. Russeil, and J. Caplan, A&A, 472, 835, 2007.
- 7. M. S. Kirsanova, S. V. Salii, S. V. Kalenskii, D. S. Wiebe, A. M. Sobolev, and P. A. Boley, MNRAS, 503, 633, 2021.
- 8. K. V. Plakitina, M. S. Kirsanova, S. V. Kalenskii, S. V. Salii, and D. S. Wiebe, Astron. Bull., 79, 235, 2024.
- 9. S. V. Kalenskii, A. M. Dzura, R. S. Booth, A. Winnberg, and A. V. Alakoz, A&A, 321, 311, 1997.
- 10. P. F. Goldsmith and W. D. Langer, ApJ, 517, 209, 1999.
- 11. S. V. Kalenskii and S. Kurtz, Astron. Rep., 60, 702, 2016.
- 12. F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck, A&A, 468, 627, 2007.
- 13. S. Salii, S. Parfenov, and A. Sobolev, in *Modern Star Astronomy*, 1, 276 (2018).
- 14. Muller, H. S. P., Thorwirth, S., Roth, D. A., and Winnewisser, G., A&A, **370**, L49, 2001.
- 15. R. Cesaroni and C. M. Walmsley, A&A, **241**, 537, 1991.
- 16. V. V. Sobolev, Sov. Astron., 1, 678, 1957.
- 17. T. de Jong, W. Boland, and A. Dalgarno, A&A, 91, 68, 1980.
- 18. D. Rabli and D. R. Flower, MNRAS, 406, 95, 2010, URL https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16671.x.
- 19. J. H. Bieging, S. Patel, W. L. Peters, L. V. Toth, G. Marton, and S. Zahorecz, *ApJS*, **226**, 13, 2016.
- 20. D. M. Cragg, A. M. Sobolev, and P. D. Godfrey, MNRAS, 360, 533, 2005.

Структура верхней атмосферы горячего юпитера при различных соотношениях водорода и гелия

Гладышева Ю.Г.^{1,2}, Жилкин А.Г.¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

В работе исследуется влияние химического состава на верхнюю атмосферу горячего юпитера. В рамках одномерной аэрономической модели, которая учитывает процессы нагрева и охлаждения, приливную силу, диффузию и теплопроводность, варьировалось отношение числа ядер гелия к числу ядер водорода. Расчеты проводились для типичного горячего юпитера HD209458b, имеющего водородно-гелиевый химический состав. Анализ модели показал, что химический состав оказывает влияние на скорости протекания реакций фотоионизации и фотодиссоциации, которые определяют нагрев атмосферы, а также на скорость потери массы атмосферой. Из полученных результатов следует, что химический состав влияет на формирование облачного слоя, вызванное тепловой неустойчивостью в химически реагирующем газе.

Поступила в редакцию 20.02.2025 г. Принята в печать 24.03.2025 г.

Ключевые слова: горячие юпитеры, аэрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции

The structure of the upper atmosphere of a hot jupiter at different ratios of hydrogen and helium

Gladysheva Y.G.^{1,2}, Zhilkin A.G.¹

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia ²Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

The paper examines the effect of chemical composition on the upper atmosphere of hot jupiter. Within the framework of the one-dimensional aeronomic model, which takes into account the processes of heating and cooling, tidal force, diffusion and thermal conductivity, the model varies the number of helium nuclei to the number of hydrogen nuclei varied. The calculations were performed for a typical hot Jupiter HD209458b, which has a hydrogen-helium chemical composition. The analysis of the model showed that the chemical composition influences the rates of photoionization and photodissociation reactions, which determine the heating of the atmosphere, as well as the rate of mass loss by the atmosphere. It follows from the results obtained that the chemical composition affects the formation of a cloud layer caused by thermal instability in a chemically reacting gas.

Received 20.02.2025. Accepted 24.03.2025.

Keywords: hot jupiters, aeronomy, numerical simulation, hydrodynamics, chemical reactions

DOI: 10.51194/INASAN.2025.10.1.003

1. Введение

Химический состав атмосферы играет ключевую роль в формировании и эволюции атмосфер экзопланет. Как правило, нагрев атмосферы осуществляется за счет процессов фотоионизации и фотодиссоциации, которые зависят от химического состава. Для моделирования планетных атмосфер была разработана аэрономическая модель [1], включающая процессы нагрева и охлаждения, приливную силу, диффузию и теплопроводность. В работах [1, 2, 3] проводились расчеты верхней водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера [4] HD209458b, где исходный химический состав определялся отношением числа ядер гелия к числу ядер водорода ($\chi = [He/H]$) и во всех моделях принимал фиксированное значение 0.05. В рамках данной статьи проводится анализ влияния химического состава на распределение параметров в верхней водородногелиевой атмосфере горячего юпитера в зависимости от значения параметра χ . В работе проведен анализ влияния параметра χ на скорости фотопроцессов, а также приведены результаты расчетов основных параметров атмосферы.

2. Описание модели

Для исследования влияния химического состава на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера была использована численная одномерная аэрономическая модель, представленная в наших предыдущих работах [1, 2]. В данной статье приведена лишь краткая характеристика этой модели.

Модель основана на уравнениях одножидкостной многокомпонентной гидродинамики и записана в эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r, отсчитываемая от центра планеты). Верхняя атмосфера горячего юпитера имеет водородно-гелиевый состав и включает компоненты: H, H⁻, H⁺, H₂, H⁺₂, H₃⁺, He, He⁺, HeH⁺, а также электроны e⁻, концентрация которых может быть найдена из условия квазинейтральности плазмы. Сетка химических реакций включает 33 реакции, в том числе процессы фотоионизации и фотодиссоциации. Полная сетка реакций приведена в статье [1].

Кроме химического состава, в модели учтены процессы нагрева и охлаждения, приливное воздействие от родительской звезды, диффузия и теплопроводность. Численный алгоритм основан на применении техники расщепления по физическим процессам. В начальный момент времени верхняя атмосфера горячего юпитера имеет однородный химический состав с параметром $\chi = [He/H]$.

3. Результаты расчетов

3.1. Параметры модели

Моделирование структуры верхней атмосферы экзопланеты проводилось для типичного горячего юпитера HD 209458b [5]. Планета имеет массу $M_{\rm pl} = 0.69 M_{\rm J}$ и фотометрический радиус $R_{\rm pl} = 1.38 R_{\rm J}$, где $M_{\rm J}$ и $R_{\rm J}$ — масса и радиус Юпитера соответственно. Большая полуось орбиты составляет $10.2 R_{\odot}$. Родительская звезда относится к спектральному классу G0, что позволяет использовать спектр Солнца для расчета скорости фотопроцессов и функции нагрева.

Расчетная область находится в диапазоне $R_{\rm pl} \leq r \leq 5R_{\rm pl}$, при этом внутренняя точка Лагранжа L_1 расположена на расстоянии $4.2R_{\rm pl}$ от центра планеты. Фиксированное значение давления $P_{\rm atm}$ использовалось в качестве граничного условия на внутренней границе и определялось формулой $P_{\rm atm} = k_{\rm B} n_{\rm atm} T_{\rm atm}$, где эффективная температура $T_{\rm atm} = 1200$ K, а общая концентрация компонентов $n_{\rm atm} = 10^{14}$ см⁻³.

В данной работе мы варьировали параметр $\chi = [\text{He}/\text{H}]$, чтобы исследовать как соотношение между числом ядер гелия и водорода влияет на структуру верхней атмосферы горячего юпитера. Расчеты проводились для следующих моделей: $\chi = 0.01$ (модель $\chi 1$), $\chi = 0.05$ (модель $\chi 2$), $\chi = 0.125$ (модель $\chi 3$), $\chi = 0.25$ (модель $\chi 4$) и $\chi = 0.5$ (модель $\chi 5$).

3.2. Реакции фотоионизации

Реакции фотоионизации и фотодиссоциации влияют на распределение концентраций компонентов в атмосфере, а также на нагрев атмосферы [1]. Эти параметры зависят от коэффициентов скоростей реакций, которые определяются из соотношения:

$$k_{\rm ph} = \int_{0}^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} d\lambda, \qquad (1)$$

где λ — длина волны, f_{λ} — поток ионизующего излучения (количество фотонов ·c⁻¹ · cм⁻³) [6], λ_0 — длина волны, соответствующая порогу ионизации (диссоциации), $\sigma(\lambda)$ — сечение взаимодействия [7], $\tau(\lambda)$ — оптическая толщина.

Параметр χ влияет на распределение профиля коэффициента скорости реакции, так как подинтегральное выражение уравнения (1) включает степень экспоненты $\tau(\lambda)$, которая зависит от χ . Оптическая толщина $\tau(\lambda)$ определяется соотношением:

$$\tau(\lambda) = \int dr \,\bar{\sigma}(\lambda) \sum_{s} n_s,\tag{2}$$

где n_s — концентрация компонента сорта s, а $\bar{\sigma}(\lambda)$ — полное эффективное сечение, введенное в статье [1]. Функция $\bar{\sigma}(\lambda)$ зависит от параметра χ и сечений взаимодействия водорода $\sigma_{\rm H}(\lambda)$ и гелия $\sigma_{\rm He}(\lambda)$:

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_{\rm H}(\lambda) + \chi \sigma_{\rm He}(\lambda)}{1 + \chi}.$$
(3)

Сечение взаимодействия H_2 не учитывалось, поскольку эти молекулы образуются в самых глубоких слоях атмосферы, где процессы фотодиссоциации H_2 уже не протекают. Концентрациями других атомов H^- , H_2^+ , H_3^+ , HeH^+ также можно пренебречь при расчете $\bar{\sigma}(\lambda)$, так как они малы по сравнению с концентрациями водорода и гелия. На рис. 1 показан результат численного моделирования уравнения (1) для водорода H (слева) и гелия He (справа). Расчеты проводились для моделей $\chi 1-\chi 5$. На графиках видно, что профиль скорости реакции фотоионизации водорода H увеличивается с ростом χ , а гелия He, напротив, снижается.

Остановимся подробнее на том, с чем это связано. Подинтегральное выражение формулы (1) равномерно непрерывно по χ , следовательно, его можно продифференцировать по χ . Предположим, что справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\partial k_{\rm ph, H}(\tau, \chi)}{\partial \chi} > 0, \frac{\partial k_{\rm ph, He}(\tau, \chi)}{\partial \chi} < 0.$$
(4)



Рис. 1: Константы скорости реакций фотоионизации $k_{\rm ph}$ водорода H (слева), гелия He (справа) для моделей $\chi 1-\chi 5$ и выражения $S_i(\lambda)$ (внизу).

В результате дифференцирования получим следующие выражения:

$$\frac{\partial k_{\rm ph, i}(\tau, \chi)}{\partial \chi} = \frac{\tau}{(1+\chi)^2 \sigma_{\rm XUV}} \int_0^{\lambda_0} [\sigma_{\rm H}(\lambda) - \sigma_{\rm He}(\lambda)] \sigma_i(\lambda) f_\lambda e^{-\tau(\lambda, \chi)} d\lambda, \quad i = \rm H, \rm He.$$
(5)

Из уравнения (5) видно, что знак интеграла определяется выражением:

$$S_i(\lambda) = [\sigma_{\rm H}(\lambda) - \sigma_{\rm He}(\lambda)]\sigma_i(\lambda), \quad i = {\rm H}, {\rm He}.$$
(6)

На рис. 1 внизу построены выражения $S_{\rm H}(\lambda)$ и $S_{\rm He}(\lambda)$. Из вида графика ясно, что для гелия производная $k_{\rm ph, He}$ по χ будет отрицательной, а производная для водорода $k_{\rm ph, H}$ положительной. Различие в знаке связано с тем, что порог ионизации гелия значительно выше, чем у водорода. Следовательно, для всех $\lambda > \lambda_0$ (He) сечение взаимодействия $\sigma_{\rm He}(\lambda) = 0$, что и видно на графике. Аналогичные рассуждения характерны и для полной энергии поглощенного излучения, которая определяется формулой:

$$Q_{\rm ph} = \int_{0}^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} h \nu d\lambda.$$
⁽⁷⁾

Здесь по аналогии с коэффициентом скорости реакции, зависимость от χ определяется только степенью экспоненты — оптической толщиной $\tau(\lambda)$. Однако, как видно на рис. 2, увеличение $Q_{\rm ph}$ с ростом χ характерно лишь на небольшом участке $0.01 \leq \tau \leq 0.95$. Это связано с тем, что подинтегральное выражение $Q_{\rm ph}$ зависит от $h\nu$, что несколько меняет поведение графиков. Однако при проведении расчетов верхних атмосфер горячих юпитеров нас будет интересовать область $0.01 \leq \tau \leq 0.95$, поскольку именно при этих значениях τ протекают процессы фотоионизации и фотодиссоциации, а также нагрев атмосферы.



Рис. 2: Полная энергия поглощенного излучения $Q_{\rm ph}$ водорода H (слева) и гелия He (справа) для моделей $\chi 1-\chi 5$.

3.3. Расчеты параметров атмосферы

На рис. 3 (слева) построены профили скоростей убегания газа в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $\chi 1 - \chi 5$. Скорость убегания вещества падает с ростом χ . С ростом χ газ слабее нагревается в связи с тем, что снижается коэффициент скорости реакции ионизации гелия (рис. 1, справа) в то время как концентрация гелия увеличивается. С ростом содержания гелия средний молекулярный вес μ (рис. 3, справа) растет. В результате атмосфера становится более компактной.



Рис. 3: Профили скоростей газа v (слева) и среднего молекулярного веса μ (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета (модели $\chi 1-\chi 5$).

Профили температуры T(r) рис. 4 (слева) распределены следующим образом. В самых глубоких слоях атмосферы температура примерно постоянна и не превышает 2000 К для всех моделей. С увеличением радиуса температура начинает резко возрастать в связи с воздействием нагрева от жесткого ультрафиолетового излучения от звезды. При этом с ростом χ начало резкого увеличения T сдвигается в сторону фотометрического радиуса, так как с увеличением χ прогреваются более глубокие слои атмосферы. В области $0.1R_{\rm pl} \leq r \leq R_{\rm pl}$ температура во всех моделях достигает пика, после чего температура резко падает. В этой области формируется планетный ветер и начинается убегание вещества из атмосферы. Профили плотностей ρ для моделей $\chi 1 - \chi 5$ показаны на рис. 4 (справа). Наиболее глубокие слои атмосферы характеризуются высокой плотностью (толщина менее $0.05R_{\rm pl}$), затем происходит монотонное снижение плотности. В силу того, что скорость убегания вещества с ростом χ снижается, падает и плотность.

На рис. 5 (слева) представлены профили степеней ионизации верхней атмосферы экзопланеты для моделей $\chi 1 - \chi 5$. На графиках видно, что с ростом χ ионизация проникает в более глубокие слои атмосферы. Плотность газа падает с увеличением χ , а следовательно, падает общая концентрация атомов во внешних слоях атмосферы. Кроме того, концентрация водорода H, у которого энергия ионизации меньше, чем у He,



Рис. 4: Профили температуры T (слева) и плотности ρ (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета (модели $\chi 1-\chi 5$).



Рис. 5: Профили степени ионизации v (слева) и темпа потери массы M (справа) для моделей $\chi 1-\chi 5$.

уменьшается с ростом χ , а фотоны с этой энергией, ионизовав Н во внешних слоях атмосферы, получают доступ к более глубоким слоям. Темп потери массы (рис. 5, справа) нелинейно уменьшается с ростом χ . Это согласуется с результатами расчетов других авторов (см., например, [8]).

На рис. 6 показаны профили распределений концентраций компонентов для моделей $\chi 1$, $\chi 3$, $\chi 5$. Важно отметить, что исходя из условий моделей, с ростом χ увеличивается исходная концентрация гелия и уменьшается исходная концентрация Н. Во всех моделях в глубоких слоях атмосферы преобладает концентрация молекулярного водорода H₂. Для модели $\chi 3$ концентрации водорода и гелия равны, а в модели $\chi 5$ все 3 нейтральных компонента H, H₂, Не доминируют во внутреннем слое атмосферы. Далее следует область, образованная в результате тепловой неустойчивости [9] в химически реагирующем газе [10], — облачный слой. Он формируется во всех моделях, но его ширина и интенсивность осцилляций варьируется. С увеличением χ облачный слой расширяется в сторону фотометрического радиуса. При этом внешняя граница облачного слоя незначительно сдвигается также в сторону фотометрического радиуса. Характерно, что с расширением облачного слоя частота осцилляций падает. Таким образом, плотные холодные образования (облака) увеличиваются в размерах с ростом χ . Отметим, что с ростом χ пространственные осцилляции ионизованного водорода H⁺ наблюдаются в более глубоких слоях атмосферы.

Молекула H₂ практически не наблюдается в глубоких слоях атмосферы. При этом концентрации атомов и ионов H и He перераспределяются в зависимости от модели. С ростом χ увеличивается концентрация ионизованного гелия He⁺, при этом концентрации атомарного водорода и гелия снижаются.



Рис. 6: Профили распределения концентраций компонентов n_s для моделей $\chi 1, \chi 3, \chi 5.$

4. Заключение

В работе проведен анализ влияния химического состава на структуру верхней водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера. Расчеты проводились для различных значений отношения числа ядер гелия к числу ядер водорода. Полученные результаты показали, что химический состав в атмосфере влияет на формирование облачного слоя, возникающего в результате тепловой неустойчивости [9] в химически реагирующем газе [10]. Было показано, что толщина облачного слоя увеличивается с ростом χ . Кроме того, проведен анализ влияния параметра χ на распределение скоростей реакций фотопроцессов. Показано, что с ростом χ скорость ионизации водорода возрастает, а гелия, напротив, снижается. Из расчетов можно также сделать вывод, что скорость потери массы значительно зависит от содержания гелия.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ (Проект №23-12-00134).

Список литературы

- 1. A. G. Zhilkin, Y. G. Gladysheva, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo, Astron. Rep., 67, 1329, 2023.
- 2. A. G. Zhilkin, Y. G. Gladysheva, V. I. Shematovich, G. N. Tsurikov, and D. V. Bisikalo, Astron. Rep., 68, 1031, 2024.
- 3. A. G. Zhilkin, Y. G. Gladysheva, V. I. Shematovich, G. N. Tsurikov, and D. V. Bisikalo, Astron. Rep., 68, 865, 2024.
- 4. M. Mayor and D. Queloz, *Nature*, **378**, 355, 1995.
- 5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
- T. N. Woods and G. J. Rottman, in P. T. Chen, W. E. McClintock, and G. J. Rottman, eds., Optical Systems Contamination and Degradation, 3427, 457 (1998).
- 7. W. F. Huebner and J. Mukherjee, *P&SS*, **106**, 11, 2015.
- 8. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, MNRAS, 481, 5315, 2018.
- 9. G. B. Field, ApJ, **142**, 531, 1965.
- 10. T. Yoneyama, PASJ, 25, 349, 1973.

Содержание

Султанов И.М., Хайбрахманов С.А. Гравитационная фрагментация молекулярных волокон с про-	
дольным магнитным полем	1
Фарафонтова А.А., Салий С.В., Кирсанова М.С. Сравнение методов оценки физических парамет-	
ров молекулярных сгустков по линиям метанола	10
Гладышева Ю.Г., Жилкин А.Г. Структура верхней атмосферы горячего юпитера при различных	
соотношениях водорода и гелия	18
Contents	

#