

УДК 534.222.2; 524.5

## ВОЗМУЩЕНИЯ СЖАТИЯ В АТОМАРНОЙ ЗОНЕ ФОТОДИССОЦИАТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

Д. С. Рящиков<sup>1,2</sup>, И. А. Помельников<sup>2</sup>, Н. Е. Молевич<sup>1,2</sup>

*В работе производится интерпретация турбулентных пульсаций скорости и возмущений давления, наблюдаемых в атомарной области полосы Ориона, как результат влияния тепловой неустойчивости изоэнтропического типа. В этом предположении найдены амплитуды плотности, давления и скорости структур в зависимости от равновесной температуры.*

**Ключевые слова:** изоэнтропическая неустойчивость, межзвездная среда, волны, области фотодиссоциации.

*Введение.* Область фотодиссоциации (ОФД) межзвездного газа формируется на поверхности нейтрального молекулярного облака, расположенного близко к молодым звездам. Вокруг звезды формируется область ионизованного ультрафиолетовым излучением водорода. Менее энергетические фотоны с энергией менее 13.6 эВ проникают в область перед ионизационным фронтом, приводя к диссоциации молекулярного водорода. Формируется нейтральная зона атомарного водорода (HI) с небольшими примесями тяжелых элементов, таких как ионы углерода (CII) и атомы кислорода (OI). С увеличением расстояния от звезды наблюдается область молекулярного водорода (H<sub>2</sub>). Более подробное описание рассматриваемой среды дано в [1] и в ссылках из этих работ.

В данной работе будет рассматриваться зона атомарного водорода (HI). Температура и плотность в этой области распределена неоднородно и варьируется в широких пределах. В работах [2–5] показано, что в ней могут реализоваться условия изоэнтропической тепловой неустойчивости [6]. В отличие от изобарической неустойчивости, результатом которой является расслоение среды на горячий разреженный газ и плот-

<sup>1</sup> Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: dimar@fian.smr.ru.

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С. П. Королёва, 443086 Россия, Самара, Московское шоссе, 34.

ные холодные сгустки [7, 8], в случае изоэнтропической неустойчивости могут образовываться распространяющиеся структуры с повышенной температурой, давлением и плотностью [9, 10]. Подобные структуры фиксируются, например, вблизи ионизационного фронта в туманности RCW120 [11, 12], а также в полосе Ориона (Orion Bar) [13], что косвенно может свидетельствовать о развитии в данных объектах тепловой неустойчивости изоэнтропического типа. По оценкам, полученным на основе наблюдений радиотелескопа ALMA, протяженность распространяющихся в глубь молекулярного облака гребней повышенного давления вблизи фронта диссоциации молекулярного водорода в Orion Bar составляет порядка 0.004 пк, период следования 0.01 пк; степень сжатия в структурах составляет 5–30 по сравнению с фоновыми значениями [13]. Также в этих областях наблюдается нетепловое уширение линий, которое связывают с турбулентными пульсациями на уровне 3–5 км/с в области с температурой  $T \sim 40\text{--}2000$  К [14].

Особенностью изоэнтропической тепловой неустойчивости является формирование из любого возмущения малой амплитуды серии ударных волн, параметры которых не зависят от начальных условий, а зависят лишь от свойств среды и процессов нагрева и охлаждения в ней [2, 5, 9, 10, 15], то есть структур, обладающих автоволновыми свойствами. Эта особенность позволяет оценить предельные параметры сжатия и скорости газодинамических возмущений, которые могут сформироваться в условиях изоэнтропической неустойчивости в рассматриваемой среде. В текущей работе будут проведены оценки параметров так называемого автоволнового импульса [10, 16], имеющего максимальную степень сжатия, в атомарной зоне ОФД Orion Bar.

*Расчет параметров автоволновых структур.* Теоретические аспекты, необходимые для расчёта параметров автоволнового импульса в изоэнтропически неустойчивых средах, подробно рассмотрены в [10]. В данной работе лишь кратко приведём основные соотношения, необходимые для проведения расчётов.

Описание динамики акустических возмущений в ОФД Orion Bar будем производить с помощью системы уравнений газовой динамики

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \quad \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla P, \quad C_V \frac{dT}{dt} - \frac{k_B T}{m\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\mathfrak{S}(\rho, T), \quad P = \frac{k_B}{m} \rho T. \quad (1)$$

Здесь  $\rho, T, P$  – плотность, температура и давление, соответственно;  $\mathbf{v}$  – вектор скорости;  $C_V$  – удельная теплоёмкость при постоянном объёме;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $d/dt$  – субстанциональная производная;  $m$  – средняя масса частицы;  $\mathfrak{S}(\rho, T)$  – так

называемая обобщённая функция тепловых потерь, представляющая собой разность мощностей охлаждения и нагрева среды:

$$\mathfrak{S}(\rho, T) = L(\rho, T) - Q(\rho, T). \quad (2)$$

Отметим, что в стационарном состоянии (обозначено индексами "0") мощность нагрева и охлаждения компенсируют друг друга, и функция тепловых потерь

$$\mathfrak{S}(\rho_0, T_0) = 0. \quad (3)$$

Параметры автоволновых структур можно найти приближенно в явной форме с помощью решения нелинейного акустического уравнения [5, 9], использование которого ограничено условием слабой дисперсии и малой относительной амплитудой возмущений. Метод, разработанный в работе [10], лишён этих недостатков, однако позволяет определить их параметры только в неявной форме. Для этого надо найти скорость  $W_{cr}$ , удовлетворяющую уравнению:

$$\mathfrak{S}(\rho_{cr}(W_{cr}), T(\rho_{cr})) = 0, \quad (4)$$

где

$$\rho_{cr} = \frac{W_{cr}^2 \rho_0 (\gamma + 1)}{\gamma \left( \frac{P_0}{\rho_0} + W_{cr}^2 \right)} \rho_0, \quad (5)$$

$$T(\rho) = \frac{P_0 + \rho_0 W^2 (1 - \rho_0/\rho)}{\rho k_B/m}. \quad (6)$$

Здесь  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Скорость распространения автоволнового импульса  $W_P$  будет совпадать с найденной скоростью  $W_{cr}$ :

$$W_P = W_{cr}. \quad (7)$$

Амплитуда автоволнового импульса по плотности будет определяться следующим выражением:

$$\rho_P = \frac{\gamma + 1}{2c_S^2/W_P^2 + (\gamma - 1)} \rho_0, \quad (8)$$

где  $c_S = \sqrt{k_B T_0 \gamma / m}$  – скорость звука в рассматриваемой среде.

Температуру, давление и скорость в импульсе можно найти по формулам (6), (9), (10), определяющим связь величин в стационарной волне [10]:

$$P(\rho) = P_0 + \rho_0 W^2 (1 - \rho_0/\rho), \quad (9)$$

$$v(\rho) = W(1 - \rho_0/\rho). \quad (10)$$

Для расчета параметров автоволнового импульса в атомарной зоне ОФД Orion Bar используется обобщенная функция тепловых потерь из работы [3]. Нагрев происходит за счет фотоэлектронной эмиссии от пылинок и молекул полициклических ароматических углеводородов. Основным механизмом охлаждения газа является возбуждение и последующая дезактивация уровней тонкой структуры тяжелых элементов при столкновении с атомами водорода [1].

Функция тепловых потерь является функцией концентрации (плотности) и температуры с несколькими параметрами, такими как  $\xi_C$ ,  $\xi_0$  – обилия углерода и кислорода,  $\tau$  – оптическая толщина,  $G_0$  – интенсивность излучения. Кроме того, нагрев зависит от коэффициентов  $C_0, \dots, C_6$  и  $D_0, \dots, D_4$ , которые определяются параметрами  $R_V$  и  $b_C$  – коэффициентами, определяющими ослабление излучения и обилием углерода в очень маленьких пылинках, соответственно [17]. Конкретные параметры функции тепловых потерь в ОФД Orion Bar, необходимые для расчета параметров автоволновых импульсов, приведены в табл. 1. Параметры А в табл. 1 взяты из [3]. При параметрах В взяты другие обилия элементов, приведенные в [18].

Т а б л и ц а 1

*Параметры функции тепловых потерь  
в атомарной области фотодиссоциации Orion Bar*

Параметры	$G_0$	$\xi_C$	$\xi_0$	$\tau_C$	$R_V$	$b_C$
А	$4 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	0.5	5.5	$3 \cdot 10^{-5}$
В	$4 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$2.56 \cdot 10^{-4}$	0.5	5.5	$3 \cdot 10^{-5}$

На рис. 1 приведена полученная связь равновесных температур и плотностей, определяемая условием теплового равновесия (3), то есть  $\mathfrak{S}(\rho_0, T_0) = 0$ . На рис. 2 представлены результаты расчетов амплитуд давления, плотности и скорости в автоволновом импульсе, формируемом в области изоэнтропической неустойчивости, а также скорость распространения этого импульса в зависимости от равновесной температуры. На рис. 2 показана только температурная область изоэнтропической неустойчивости, где  $\rho_P/\rho_0 > 1$ . Как видно из рис. 2, пороговая температура при наборе параметров В будет меньше.

*Обсуждение результатов.* В ОФД Orion Bar амплитуда возмущений скорости в автоволновом импульсе при температуре  $T = 1000$  К может достигать  $v = 0.45c_S$ , что

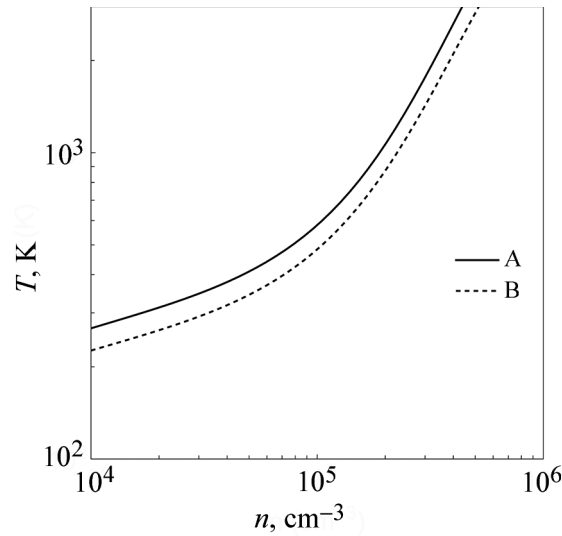


Рис. 1: Равновесные концентрация и температура при параметрах функции тепловых потерь (табл. 1).

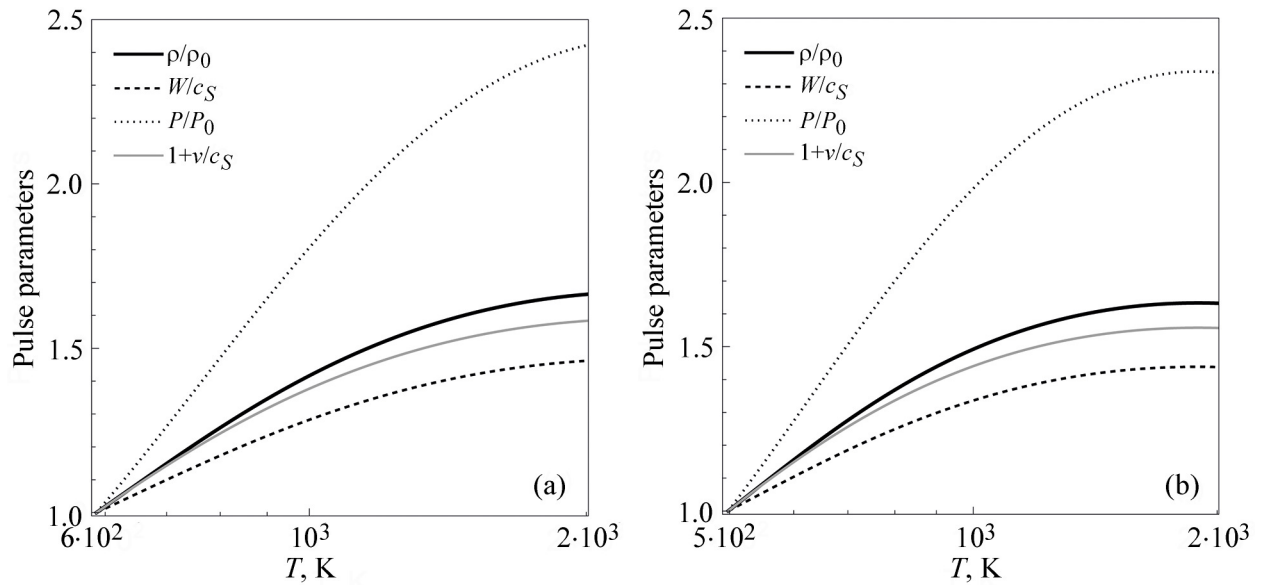


Рис. 2: Расчет параметров автоволнового импульса в области фотодиссоциации при параметрах функции тепловых потерь (a) A и (b) B из табл. 1.

согласно [3, 14] дает оценку амплитуды турбулентных пульсаций  $u_{\text{turb}} \sim 2v \sim 0.9c_S = 3.3 \text{ км/с}$ .

Расчет параметров автоволнового импульса в изоэнтропически неустойчивых атомарных зонах ОФД показывает удовлетворительное согласие с турбулентными дви-

жениями в Orion Bar. То есть, как и предполагалось авторами [2], нетепловые скорости могут быть связаны с изоэнтропической неустойчивостью среды. В то же время используемая функция тепловых потерь не позволяет получить наблюдаемую в [13] степень сжатия, превышающую 5. С другой стороны, большая степень сжатия (достигающая 30) зафиксирована в районе фронта диссоциации, где эта функция уже плохо применима.

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках государственного задания вузам и научным организациям, проекты 0023-2019-0003, FSSS-2020-0014.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. J. Hollenbach, A.G.G.M. Tielens, *Reviews of Modern Physics* **71**(1), 460 (1999). DOI:10.1103/revmodphys.71.173.
- [2] K. V. Krasnobaev, R. R. Tagirova, S. I. Arafailov, G. Y. Kotova, *Astronomy Letters* **42**(7), 460 (2016). DOI: 10.1134/S1063773716070057.
- [3] K. V. Krasnobaev, R. R. Tagirova, *MNRAS* **469**(2), 1403 (2017). DOI: 10.1093/mnras/stx884.
- [4] K. V. Krasnobaev, R. R. Tagirova, *Astronomy Letters* **45**(3), 147 (2019). DOI: 10.1134/S1063773719030046.
- [5] N. E. Molevich, D. I. Zavershinsky, R. N. Galimov, V. G. Makaryan, *Astrophys. Space Sci.* **334**(1), 35 (2011). DOI: 10.1007/s10509-011-0683-0.
- [6] G. B. Field, *ApJ* **142**, 531 (1965).
- [7] A. Burkert, D. N. C. Lin, *ApJ* **537**(1), 270 (2000). DOI: 10.1086/308989.
- [8] F. J. Sánchez-Salcedo, E. Vázquez-Semadeni, A. Gazol, *ApJ* **577**(2), 768 (2002). DOI: 10.1086/342223.
- [9] D. I. Zavershinskii, N. E. Molevich, D. S. Riashchikov, S. A. Belov, *Phys. Rev. E* **101**(4), 43204 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.101.043204.
- [10] N. Molevich, D. Riashchikov, *Phys. Fluids* **33**(7), 076110 (2021). DOI: 10.1063/5.0053394.
- [11] L. Deharveng, A. Zavagno, F. Schuller, et al., *Astron. & Astrophys.* **496**(1), 177 (2009). DOI: 10.1051/0004-6361/200811337.
- [12] A. Zavagno, M. Pomarès, L. Deharveng, et al., *Astron. & Astrophys.* **472**(3), 835 (2007). DOI: 10.1051/0004-6361:200811050.

- [13] J. Goicoechea, J. Pety, S. Cuadrado, et al., *Nature* **537**(7619), 207 (2016). DOI: 10.1038/nature18957.
- [14] G. J. Ferland, W. J. Henney, C. R. O'Dell, et al., *ApJ* **757**(1), 79 (2012). DOI: 10.1088/0004-637X/757/1/79.
- [15] Д. С. Рящиков, Н. Е. Молевич, Д. И. Завершинский, *Письма в ЖТФ* **44**(24), 94 (2018). DOI: 10.21883/pjtf.2018.24.47036.17494.
- [16] Н. Е. Молевич, Д. С. Рящиков, *Письма в ЖТФ* **46**(13), 15 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020070123.
- [17] J. C. Weingartner, B. T. Draine, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **134**(2), 263 (2001). DOI: 10.1086/320852.
- [18] V. Wakelam, E. Herbst, *ApJ* **680**(1), 371 (2008). DOI: 10.1086/587734.

Поступила в редакцию 21 апреля 2022 г.

После доработки 6 августа 2022 г.

Принята к публикации 9 августа 2022 г.