ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ТЕРМИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВЫХ ОБЛАСТЯХ ФОТОДИССОЦИАЦИИ

© 2019 г. К. В. Краснобаев^{1,2*}, Р. Р. Тагирова^{2**}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия ² Институт космических исследований РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 22.10.2018 г.; после доработки 26.11.2018 г.; принята к публикации 28.11.2018 г.

Рассмотрено распространение волн в термически неустойчивой среде с магнитным полем. В приближении слабой нелинейности и малых отклонений от адиабатичности найдены характерные времена нарастания возмущений и опрокидывания волн, представлены профили волн в момент опрокидывания. Показано, что с изменением направления распространения волн от продольного до поперечного относительно магнитного поля, развитие неустойчивости подавляется. Исследования проведены для атомарных зон областей фотодиссоциации, для которых авторами настоящей работы ранее были определены условия развития изэнтропической моды тепловой неустойчивости.

Ключевые слова: идеальная магнитная гидродинамика, изэнтропическая тепловая неустойчивость, области фотодиссоциации.

DOI: 10.1134/S0320010819030045

ВВЕДЕНИЕ

Исследованиям фотохимических и газодинамических процессов в областях фотодиссоциации (ОФД) в настоящее время уделяется значительное внимание как в связи с анализом многочисленных наблюдательных данных, так и при построении теоретических моделей эволюции межзвездной среды и образования молодых звездных объектов (Холленбах, Тиленс, 1999; Ферланд и др., 2012; Тори и др., 2015; Гойкойчиа и др., 2017; Фигуиера и др., 2017, и библиография в них). При этом важными являются проблемы происхождения неоднородной структуры среды в ОФД. Одним из механизмов, приводящих к возникновению неоднородностей, является тепловая неустойчивость, обусловленная особенностями процессов нагрева и охлаждения межзвездной среды. Основы теории тепловой неустойчивости были сформулированы в работах Паркера (1953), Занстры (1955) и Филда (1965). Были выделены три существенно различающиеся моды неустойчивости — изобарическая, изохорическая и изэнтропическая. Наиболее легко возбуждаемой в космических условиях является изобарическая мода, особенности развития которой отражены в монографиях Баранова и Краснобаева

(1977), Каплана и Пикельнера (1979), Остерброка и Ферланда (2006), а также во многих оригинальных статьях. Значительно меньше исследована изэнтропическая (или акустическая) мода тепловой неустойчивости. Причина этого заключается в том, что для усиления волн давления необходимо, чтобы в фазе сжатия (т.е. с увеличением плотности ρ) происходил приток тепла к единице массы газа (т.е. увеличение температуры *T*). Достаточно часто процессы нагрева и охлаждения в межзвездной среде таковы, что темп нагрева практически не зависит от T и слабо зависит от ρ . В то же время в отношении темпа охлаждения положение противоположное. Но в некоторых астрофизических объектах можно ожидать роста акустической моды тепловой неустойчивости. Например, для областей фотодиссоциации это было впервые показано в работе Оппенгеймера (1977) для молекулярного газа. Модели термически неустойчивой горячей плазмы в магнитном поле были развиты Накаряковым и др. (2000, 2017).

В работах Краснобаева и др. (2016), Краснобаева и Тагировой (2017) было установлено, что критерий нарастания акустических волн выполняется в атомарной зоне ОФД. В этих работах также был исследован нелинейный режим роста возмущений, приводящий к образованию последовательности самоподдерживающихся ударных волн (автоволн).

^{*}Электронный адрес: kvk-kras@list.ru

^{**}Электронный адрес: rtaghirova@gmail.com

Но при этом не принималось во внимание влияние магнитного поля на инкременты нарастания бегущих волн и на нелинейные эффекты опрокидывания. Из наблюдений следует, что давление магнитного поля в ОФД может быть велико (Бальзер и др., 2016; Гойкойчиа и др., 2016). Поэтому целью настоящей работы является исследование распространения термически неустойчивых волн с учетом магнитного поля. Будут определены инкременты нарастания акустических волн в ОФД, а также установлены характерные времена образования ударных волн (времена опрокидывания) на основе модели распространения неустойчивых акустических волн, развитой в работах Краснобаева и др. (2016), Краснобаева и Тагировой (2017) применительно к атомарной зоне области фотодиссоциации. Исследование проводится в приближении слабой нелинейности и малых отклонений от адиабатичности.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При описании движений в областях фотодиссоциации будем пользоваться уравнениями магнитной гидродинамики (Куликовский, Любимов, 2005)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \qquad (1)$$

$$\rho \frac{d \mathbf{v}}{dt} = -\nabla p - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}, \qquad (1)$$

$$\frac{d p}{dt} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{d \rho}{dt} = (\gamma - 1)Q(p, \rho), \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \qquad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \qquad (1)$$

где ρ , **v**, p — соответственно плотность, скорость и давление плазмы, В — вектор индукции магнитного поля, t — время, γ — показатель адиабаты (γ = = 5/3). В (1) введена функция нагрева и охлаждения газа $Q(p,\rho)=\Gamma-\Lambda$ (эрг см $^{-3}$ с $^{-1}$) как разность приобретаемой Г и теряемой Л газом энергий. Предполагается, что в невозмущенном состоянии среда покоится (v = 0), имеет однородную плотность ρ_0 и давление p_0 , а процессы нагрева и охлаждения компенсируются, т.е. $Q(p_0, \rho_0) = 0$. Рассматриваются одномерные плоские неустановившиеся движения в направлении оси x (используется декартова система координат x, y, z). Принимается, что магнитное поле постоянно и в плоскости (x, y) вектор магнитной индукции $\mathbf{B}_0 =$ $= B_0 cos \alpha \mathbf{x}_0 + B_0 sin \alpha \mathbf{y}_0$, где α — угол между направлениями магнитного поля и оси x, а \mathbf{x}_0 и \mathbf{y}_0 единичные векторы.

В изучаемых термически неустойчивых областях фотодиссоциации рассматривались следующие характерные параметры. Концентрация газа $n = 10^5$ см⁻³ ($n_e \approx 10^{-4}n$), температура $T = 10^3$ К, скорость V = 1 км/с, длина $L = 10^{-3}$ пк, индукция магнитного поля B = 300 мк Гс и время развития неустойчивости $t_{\rm inst} = 10^3$ лет.

Применимость модели недиссипативной магнитной гидродинамики обусловлена достаточно высокой проводимостью плазмы, так что магнитной вязкостью и омическими потерями можно пренебречь. Действительно, оценим электропроводность $\sigma = e^2 n_e \tau_e / m_e (\tau_e - эффективное время столкновений между электронами, протонами и нейтральными атомами водорода). Характерные времена столкновений электрон-протон <math>\tau_{ei}$, электрон-нейтральная частица τ_{en} и протоний диффузии) представим в виде (Брагинский, 1963)

$$\begin{aligned} \tau_{en} &= \frac{1}{n v_e \sigma_{en}} = 4.2 \times 10^3 \text{ c,} \\ v_e \sigma_{en} &= \frac{4}{3} \pi r_H^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}, \\ \tau_{ei} &= \frac{1}{n_e v_e \sigma_{ei}} = 63 \text{ c,} \\ v_e \sigma_{ei} &= \frac{4\sqrt{2\pi}\lambda e^4}{3\sqrt{m_e}(kT)^{3/2}}, \\ \tau_e &= \left(\frac{1}{\tau_{ei}} + \frac{1}{\tau_{en}}\right)^{-1} = 62 \text{ c,} \\ \sigma &= \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} = 1.6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}. \end{aligned}$$

Здесь k — постоянная Больцмана, m_e — масса электронов, e — элементарный электрический заряд, λ — кулоновский логарифм, r_H — боровский радиус.

Оценим коэффициент амбиполярной диффузии (Брагинский, 1963):

$$\begin{split} D_A &= \frac{b_e b_i}{b_e + b_i} 2kT = 2 \times 10^{16} \ \mathrm{cm}^2 \ \mathrm{c}^{-1}, \\ & b_e = \frac{\tau_{en}}{m_e}, b_i = \frac{\tau_{in}}{m_H}, \\ & in = \frac{1}{n v_i \sigma_{in}} = 10^5 \ \mathrm{c}, \quad v_i \sigma_{in} = \frac{8}{3} \pi r_H^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_H}}, \end{split}$$

где m_H — масса атомов водорода.

Характерное время амбиполярной диффузии $t_A = L^2/D_A = 2 \times 10^7$ лет $\gg t_{inst}$. В магнитном поле коэффициент принимает вид $D_{A\perp} = \frac{D_A}{1+\omega_e \tau_{en}\omega_i \tau_{in}}$. Здесь ω_e и ω_i — циклотронные частоты соответственно электронов и протонов. Для рассматривавшихся величин магнитного поля $\omega_a \tau_a \gg 1$ (где a = e, i), поэтому коэффициент $D_{A\perp} \ll D_A$ и время $t_{A\perp} \gg t_A \gg t_{inst}$. Следовательно, процессом амбиполярной диффузии можно пренебречь.

Несущественность теплопроводности в ОФД без учета магнитного поля была показана в работе Краснобаева и Тагировой (2017). Поскольку $\omega_a \tau_a \gg 1$, то коэффициент теплопроводности совпадает с соответствующим коэффициентом в отсутствие магнитного поля.

Несмотря на то что плазма слабоионизованная, из-за высокой частоты столкновений между частицами разных сортов плазму можно описывать в одножидкостном приближении. Учитывая также, что магнитной вязкостью, амбиполярной диффузией, теплопроводностью и омическими потерями можно пренебречь, система уравнений (1) является приемлемой для описания движений в атомарной зоне областей фотодиссоциации.

Приближение слабой нелинейности и малых отклонений от адиабатичности

Рассмотрим распространение бегущих волн малой конечной амплитуды в термически неустойчивой среде (Краснобаев, Тарев, 1987). Полагаем, что амплитуда волн пропорциональна малому параметру δ , т.е. возмущения плотности, давления и скорости $\sim\delta$, а изменения процессов нагрева и охлаждения имеют тот же порядок малости, что и нелинейные члены (т.е. $Q = O(\delta^2)$). Предположение, что эффекты нелинейности и неадиабатичности слабые, позволяет применить метод двухмасштабных разложений к исходной системе уравнений (1). Принимается, что возмущения, распространяющиеся со скоростью звука, проходят расстояние порядка характерного масштаба возмущения быстрее (соответствующее время обозначим как динамическое), чем меняется их амплитуда вследствие нелинейности и притока тепла коротковолновый режим тепловой неустойчивости (Филд, 1965). Отметим, что при учете магнитного поля имеются три типа бегущих волн — альфвеновские, быстрые и медленные магнитозвуковые волны (далее влиянием альфвеновских волн пренебрегается). Таким образом, при переходе к быстрой и медленной переменным динамическое время следует выбирать в соответствии с рассматриваемым типом волн. Как и в работе Накарякова и др. (2000), далее считается, что взаимодействием волн разного типа можно пренебречь и рассматривать распространение одиночной волны каждого типа в отдельности.

Все возмущения параметров газа могут быть выражены через проекцию возмущения скорости на ось, направленную вдоль распространения волны, т.е. через *u*. В итоге решение системы (1) сводится к решению одного уравнения, описывающего эволюцию возмущений (Накаряков и др., 2000):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mu u + (C + \epsilon u)\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \qquad (2)$$

$$\mu = -A \frac{C^2 - C_A^2 \cos^2 \alpha}{2C^2 (2C^2 - C_s^2 - C_A^2)},$$

$$\epsilon = \frac{3C_A^2 C^4 \sin^2 \alpha + C_s^2 (\gamma + 1)(C^2 - C_A^2 \cos^2 \alpha)^2}{2C^2 (C^2 - C_A^2 \cos^2 \alpha)(2C^2 - C_s^2 - C_A^2)}.$$

Здесь C — скорость быстрой C_+ или медленной C_- магнитозвуковых волн; $C^2_{+,-} = 0.5(C_s^2 + C_A^2 \pm \sqrt{(C_s^2 + C_A^2)^2 - 4\cos^2\alpha C_s^2 C_A^2}); C_s = \sqrt{\gamma p_0/\rho_0}$ — адиабатическая скорость звука в невозмущенном газе; $C_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ — скорость альфвеновской волны.

Входящие в (2) коэффициенты μ и ϵ характеризуют эффекты неадиабатичности и нелинейности соответственно, причем параметр $A = (\gamma - 1) \left(\frac{\partial Q}{\partial \rho} + C_s^2 \frac{\partial Q}{\partial p} \right) \Big|_{\rho_0, p_0}$ устанавливает критерий развития изэнтропической неустойчивости в отсутствие магнитного поля (A > 0, Филд, 1965). При $B_0 = 0$ получаем инкремент $\mu_0 = -A/2C_s^2$ и параметр $\epsilon_0 = (\gamma + 1)/2$. Решение уравнения (2), описывающее эволюцию возмущений, следующее:

$$u - F\left[x - Ct + \frac{\epsilon}{\mu}u(1 - \exp(\mu t))\right] \times \quad (3)$$
$$\times \exp(-\mu t) = 0,$$

где F = u(x, 0) — профиль скорости в начальный момент времени.

Согласно анализу Накарякова и др. (2000), нарастанию изэнтропических возмущений в намагниченной плазме соответствует отрицательное значение μ , при этом знак μ противоположен знаку A, т.е. развитию неустойчивости отвечает случай $\mu < 0$ (A > 0). Тогда временем нарастания возмущений в намагниченной плазме будет величина $1/|\mu|$, а при $B_0 = 0$ — величина $1/|\mu_0|$. Важно отметить, что для выполнения критерия неустойчивости в среде с магнитным полем ($\mu < 0$) необходимо, чтобы выполнялся аналогичный критерий при отсутствии поля (A > 0). Это означает, что учет магнитного поля не может увеличить область выполнения критерия неустойчивости по сравнению с тем, когда полем пренебрегается.

Следуя Краснобаеву и Тареву (1987) и Накарякову и др. (2000), из уравнения (2) находим время опрокидывания

$$t_b = -\frac{1}{\mu} \ln\left(1 + \frac{\mu}{\epsilon}f'\right),\tag{4}$$

где f — неявная функция начального профиля волны (т.е. x = f(u)), f' — значение производной волнового профиля в точке перегиба. Например, для рассматриваемых ниже начальных (t = 0) возмущений скорости вида

$$u(x,0) = u_0 \exp\left(-\frac{x^2}{L^2}\right)$$

получаем следующее значение производной в точке перегиба:

$$f' = -\frac{L}{u_0}\sqrt{\frac{e}{2}},\tag{5}$$

где u_0 — амплитуда возмущения скорости, L — характерный масштаб импульса.

Функция нагрева и охлаждения в области фотодиссоциации

Области фотодиссоциации — это области, где энергетическое и химическое равновесие среды определяется ультрафиолетовым излучением в диапазоне 6-13.6 эВ. Обычно они образуются на поверхности молекулярных облаков, находящихся вблизи молодых звезд типа О и В. Общая структура этих областей изучена достаточно подробно (Тиленс, Холленбах, 1985; Артур и др., 2011; Гойкойчиа и др., 2016) и может быть представлена следующим образом. Под действием высокоэнергичного излучения звезд окружающая среда ионизуется (область HII), а в область перед фронтом ионизации проникает излучение с меньшей энергией, которое диссоциирует молекулярный водород и ионизует углерод. В результате формируется зона нейтрального атомарного водорода, содержащая малые примеси тяжелых элементов, в основном ионов углерода и атомарного кислорода. В настоящей работе будет рассматриваться именно эта зона, примыкающая к фронту ионизации. С удалением же от области HII в молекулярном облаке происходит переход ионизованного углерода в моноокись углерода, а еще далее атомарный кислород превращается в молекулярный.

Тепловой баланс в атомарной зоне определяется нагревом газа за счет фотоэлектронной эмиссии от пыли (Вайнгартнер, Дрейн, 2001) и охлаждением газа путем возбуждения и последующей дезактивации уровней тонкой структуры тяжелых элементов при столкновении с атомами водорода (Тиленс, Холленбах, 1985; Холленбах и др., 1991). Для этих процессов был исследован вопрос проявления акустической моды тепловой неустойчивости для широкого диапазона изменений параметров среды и характеристик излучения (Краснобаев и Тагирова, 2017). Было установлено, что неустойчивость возможна в очень плотном газе ($n > 10^4$ см⁻³ с соответствующей $T \sim 10^3$ K) и при высокой интенсивности проникающего излучения ($G_0 \ge 10^4$,

где G_0 — средняя интенсивность межзвездного излучения в далеком ультрафиолетовом диапазоне, выраженная в единицах Хабинга для одномерного потока излучения 1.6×10^{-3} эрг см⁻² с⁻¹). Было найдено, что характерное время развития неустойчивости $10^3 - 10^4$ лет для масштабов возмущений около $10^{-3} - 10^{-4}$ пк.

Процессы нагрева и охлаждения в атомарной зоне областей фотодиссоциации отличаются от рассмотренных в работе Накарякова и др. (2000). Различия в процессах связаны в основном с разными температурами, плотностями, химическим составом межзвездной среды и действующим на газ излучением. Например, солнечная атмосфера характеризуется очень высокой температурой. Это приводит к существованию многократно ионизованных атомов (железо, кальций, никель, аргон). Охлаждение горячей плазмы обусловлено разрешенными, запрещенными и полузапрещенными переходами между уровнями ионов (Везески и др., 1979). Такие процессы несущественны в более холодных, слабоионизованных областях фотодиссоциации (Тиленс, Холленбах, 1985).

Нагрев и охлаждение газа зависят от свойств поля излучения и параметров межзвездной среды. Краснобаев и Тагирова (2017) показали, что развитие неустойчивости возможно в типичных областях фотодиссоциации, где интенсивность излучения G₀ меняется в диапазоне $10^4 - 10^6$; ослабление излучения пылью $R_{\rm V} = A_{\rm V}/E_{\rm B-V}$ около 5.5, как это имеет место для плотного газа; средние обилия углерода и кислорода в основном составляют $\xi_{\rm C} = 1.4 \times$ $\times 10^{-4}$ и $\xi_{\rm O}=3.2\times 10^{-4}$, хотя приемлема и комбинация $\xi_{\rm C}=3\times 10^{-4}$ и $\xi_{\rm O}=5\times 10^{-4}$, наблюдаемая в Орион Бар. При поиске условий, при которых выполняется критерий неустойчивости, линии высвечивания в целях упрощения полагались прозрачными. Тем не менее для сравнения проводился также учет непрозрачности ряда линий, оптическая толщина которых могла быть определена, если известна оптическая толщина какой-либо из линий (например, углерода).

Условие баланса $Q(p_0, \rho_0) = Q(T_0, n_0) = 0$ (далее удобнее перейти к переменным $n_0 = \rho_0/m_H$ и $T_0 = p_0/n_0 k$) позволяет исключить в зависимости $Q(T_0, n_0)$ одну из переменных. Считая, например, $n_0(T_0)$, получим зависимость Q уже только от температуры, а также еще от входящих в процессы нагрева и охлаждения ключевых параметров, т.е. $Q = Q(T_0, G_0, \xi_C, \xi_O, \tau_C)$. Основные особенности энергетических процессов учитываются следующими комбинациями параметров:

- і. $\xi_{\rm C}=1.4 \times 10^{-4}, \xi_{\rm O}=3.2 \times 10^{-4}, \tau_{\rm C}=0$ для вариаций lg $G_0=4;5;6.$
- іі. lg $G_0 = 5, \tau_{\rm C} = 0$ для $\xi_{\rm C} = 3 \times 10^{-4}, \xi_{\rm O} = 5 \times 10^{-4}$.
- і
іі. lg $G_0=5,\xi_{\rm C}=1.4\times10^{-4},\xi_{\rm O}=3.2\times10^{-4}$ для вариаций
 $\tau_{\rm C}=0.5$ и 1.
- iv. Орион Бар: $G_0 = 4 \times 10^4$, $\xi_C = 3 \times 10^{-4}$, $\xi_O = 5 \times 10^{-4}$, $\tau_C = 0.5$; NGC 7023 NW: $G_0 = 8 \times 10^3$, $\xi_C = 1.6 \times 10^{-4}$, $\xi_O = 3.2 \times 10^{-4}$, $\tau_C = 0.3$; Mon R2: $G_0 = 10^5$, $\xi_C = 1.6 \times 10^{-4}$, $\xi_O = 3.2 \times 10^{-4}$, $\tau_C = 0.1$.

Вариант (i) при $\lg G_0 = 5$ — наиболее характерный для областей фотодиссоциации, а его незначительные изменения в относительном содержании тяжелых элементов или непрозрачности линий высвечивания учитываются в вариантах (ii) и (iii). Примеры областей фотодиссоциации (Краснобаев, Тагирова, 2017) — вариант (iv).

Далее, используя комбинации параметров (i)— (iv), для функции нагрева—охлаждения Q проанализируем роль магнитного поля на развитие неустойчивости.

Оценки магнитного поля

В зависимости от принимаемой модели сжатия первичного облака, в котором возникла область фотодиссоциации, интенсивность магнитного поля может быть оценена как (Фидлер, Маусчовиас, 1993; Кратчер, 1999)

$$B_0 \approx \left(\frac{n_0}{\mathrm{сm}^{-3}}\right)^{0.5} \,\mathrm{мк} \,\mathrm{\Gamma c.} \tag{6}$$

Такое приближение согласуется с данными наблюдений в областях фотодиссоциации (Бальзер и др., 2016; Гойкойчиа и др., 2016; Коллаборация Планк, 2016), которые показывают весьма высокое значение индукции магнитного поля $B_0 = 10^{2-3}$ мк Гс. В то же время в термически неустойчивых атомарных зонах ОФД велико тепловое давление $p_0/k \approx \approx 10^8$ К см⁻³ (Краснобаев, Тагирова, 2017). Тогда оценки отношения теплового давления к магнитному $\beta = 2C_s^2/C_A^2 = 8\pi p_0/B_0^2$ показывают, что $\beta > 1.2$ (подробнее ниже). В этом случае ожидается, что быстрые магнитозвуковые волны нарастают быстрее, чем медленные (Накаряков и др., 2000, рис. 2а).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Особенности нарастания возмущений для случаев (i–iv) показаны на рис. 1. Видно, что в отсутствие магнитного поля быстрее всего растут возмущения при температурах $6 \times 10^2 - 10^3$ К. Определяя для этих возмущений n_0 из условия Q = 0, находим, что если выполняется (6), то должно быть $\beta \approx 2-4$. Даже учитывая типичные вариации параметров (G_0 , τ_C , ξ_C и ξ_O) в нагреве и охлаждении газа, наибольшие значения инкремента неустойчивости находятся в интервале $6 \times 10^{-4} - 4 \times 10^{-3}$ лет⁻¹.

Время нарастания возмущений $1/|\mu|$ и опрокидывания волн t_b зависят от коэффициентов μ и ϵ , которые для рассматриваемой модели процессов нагрева и охлаждения определяются двумя независимыми параметрами — углом α и отношением теплового и магнитного давлений β , а также одной переменной — температурой T_0 . Акустические волны в атомарной зоне могут распространяться в любом направлении, поэтому полагаем, что угол между направлениями магнитного поля и движения волн может быть произвольным. Достаточно рассмотреть значения от 0 до $\pi/2$ (поскольку $\mu(\alpha) = \mu(\pi - \alpha)$ и $\epsilon(\alpha) = \epsilon(\pi - \alpha)$), например $\alpha =$ $= \pi/36; \pi/4; 17\pi/36$. Учитывая (6), находим

$$\beta \approx 3.5 \times 10^{-3} (T_0/\text{K}).$$
 (7)

Для температур, соответствующих атомарной зоне ОФД, $T_0 \approx (4 - 20) \times 10^2$ К, получаем значения $\beta \approx \approx 1.4 - 7$.

Инкремент неустойчивости в намагниченной плазме $|\mu|$ не превышает своего значения при отсутствии поля $|\mu_0|$. На рис. 2а показано, что с увеличением угла α (примерно от 0 до $\pi/2$) инкремент $|\mu|$ уменьшается для быстрых волн и увеличивается для медленных (это верно для $\beta > 1.2$). Значения инкрементов неустойчивости быстрых и медленных мод при $\alpha = 17\pi/36$ показаны на рис. 2б для относительного содержания тяжелых элементов выше среднего и для оптически толстых линий охлаждения, а также на рис. 2в для двух областей фотодиссоциации. Видим, что $|\mu|$ для быстрых волн раза в 2–3 превышает значения для медленных (при $\beta > 1.2$).

Перейдем к представлению времени опрокидывания волн t_b (4) для процессов нагрева и охлаждения в областях фотодиссоциации Q = $= Q(T_0, G_0, \xi_C, \xi_O, \tau_C)$. Время t_b зависит от выбора характерного времени задачи L/u_0 , входящего в значение f' (5). Время L/u_0 должно быть больше динамического времени L/C_s , поскольку начальная амплитуда скорости возмущения u_0 полагается малой, т.е. $u_0 < C_s$. Здесь рассматривается коротковолновый режим неустойчивости



Рис. 1. Инкремент неустойчивости при $B_0 = 0$: (а) — влияние интенсивности излучения $\lg G_0 = 4, 5, 6$ (вариант і); (б) — влияние обилий углерода и кислорода и непрозрачности линий охлаждения (вариант іі и ііі для $\lg G_0 = 5$); (в) — примеры областей фотодиссоциации (вариант іv).



Рис. 2. Инкремент неустойчивости с учетом магнитного поля для быстрых (fast) и медленных (slow) мод магнитозвуковых волн: (a) — для разных углов α (вариант і при lg $G_0 = 5$); (б) — для $\xi_C = 3 \times 10^{-4}$, $\xi_O = 5 \times 10^{-4}$ и $\tau_C = 1$ (варианты іі и ііі при $\alpha = 17\pi/36$); (в) — для областей фотодиссоциации Орион Бар и NGC 7023 NW (вариант і при $\alpha = 17\pi/36$).

с условием $1/|\mu| > L/C_s$, поэтому в качестве характерного времени задачи L/u_0 можно выбрать время нарастания возмущений. Рассмотрим два варианта:

а. $L/u_0 = 1/|\mu|$. В этом случае каждое значение температуры T_0 определяет инкремент $\mu =$ $= \mu(T_0)$ и, следовательно, времена t_b и $1/|\mu|$ в соответствии с рассматриваемым типом волн (рис. За). Тем самым характерные времена задачи будут разные для каждого случая, т.е. при отсутствии магнитного поля, для быстрых или медленных магнитозвуковых волн. Тогда отношение времени опрокидывания ко времени нарастания возмущений, представленное на рис. 4а, будет

$$t_b|\mu| = \ln(1 + \sqrt{e/2/\epsilon}).$$

Оно не зависит от μ (и от Q), а определяется только параметром ϵ , являющимся функциями α и β (или T_0 , как следует из (7)).

На рис. 4а показано, что наибольшее значение $t_b|\mu|$ соответствует случаю $B_0 = 0$. Кроме того, для $\beta \ge 1.2$ отношение $t_b|\mu|$ уменьшается (увеличивается) для быстрых (медленных) мод тем сильнее, чем тепловое давление приближается к магнитному, т.е. к $\beta = 1.2$ (другими словами, при снижении температуры до ~350 К). При этом чем больше угол α , тем меньше $t_b|\mu|$ при фиксированной T_0 для быстрых волн (больше для медленных). Для $\beta \le 1.2$ поведение $t_b|\mu|$ для быстрых и медленных волн противоположное.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 45 № 3 2019



Рис. 3. Время опрокидывания t_b и развития неустойчивости $1/|\mu|$ для варианта (i) при $\lg G_0 = 5$ в отсутствие магнитного поля ($B_0 = 0$) и с его учетом (для быстрых и медленных волн при $\alpha = 17\pi/36$): (a) — t_b при характерном времени задачи $L/u_0 = 1/|\mu|$, (б) — t_b при $L/u_0 = 1/|\mu_0^{\text{max}}|$.



Рис. 4. Отношение времени опрокидывания t_b к времени развития неустойчивости $1/|\mu|$ в отсутствие магнитного поля $(B_0 = 0)$ и с его учетом (для быстрых и медленных волн в зависимости от угла α): (а) — при $L/u_0 = 1/|\mu|$, (б) — при $L/u_0 = 1/|\mu|$, (б) — при $L/u_0 = 1/|\mu|^{\text{max}}_0$ для варианта (i) при $\lg G_0 = 5$.

б. $L/u_0 = 1/|\mu_0^{\max}|$. В этом случае только одно значение T_0 , которое находится в зависимости от функции Q (например, $T_0 \sim 940$ К на рис. З и 4), определяет минимальное время развития неустойчивости $1/|\mu_0^{\max}| \le \le 1/|\mu|$. Другими словами, имеется одно фиксированное характерное время задачи, относительно которого оцениваются t_b и $t_b|\mu|$. Здесь поведение t_b отличается от случая (а), поскольку множитель f' в (4) не компенсирует μ (рис. 36). Такое отличие влияет на распределение $t_b|\mu|$ (см. рис. 46), однако сохраняются основные результаты,

полученные на рис. 4а, для разных магнитозвуковых волн.

Оба случая (а) и (б) показывают качественно одинаковое поведение $t_b|\mu|$ в зависимости от магнитного поля. В случае (а) отсутствует влияние функции нагрева—охлаждения на отношение времен.

Профиль скорости изэнтропических волн в момент их опрокидывания показан на рис. 5. Возмущение скорости u(x - Ct) (3) растет как $\exp(-\mu t)$ ($\mu < 0$). Наибольшая скорость волны u/u_0 в момент опрокидывания соответствует наибольшему значению $t_b|\mu|$ (рис. 4). Действие магнитного поля



Рис. 5. Распределение скорости возмущения в момент опрокидывания t_b в намагниченной плазме: функция нагреваохлаждения для варианта (i) при $\lg G_0 = 5$, угол $\alpha = 17\pi/36$, параметр $\beta \sim 3.3$, характерное время L/u_0 вида (a) и (б) — кривые 1 и 2.

уменьшает амплитуду изэнтропических возмущений в направлениях, отличающихся от продольного направления. Быстрые волны лишь немного слабее случая $B_0 = 0$, тогда как медленные волны могут подавляться существеннее. На рис. 5 приведены профили возмущений при температуре $T_0 = 940$ К ($\beta \sim 3.3$), соответствующей максимальному инкременту неустойчивости $|\mu_0| = |\mu_0^{\text{max}}|$. При других температурах в областях фотодиссоциации качественно такое же расположение амплитуд быстрых и медленных волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах Краснобаева и др. (2016), Краснобаева и Тагировой (2017) было установлено, что в атомарной зоне области фотодиссоциации можно ожидать роста акустической моды тепловой неустойчивости. Однако не учитывалось влияние магнитного поля, которое может быть значительным в областях фотодиссоциации (Бальзер и др., 2016; Гойкойчиа и др., 2016). В настоящей работе рассмотрено распространение магнитогидродинамических волн в термически неустойчивой среде в приближении слабой нелинейности и малых отклонений от адиабатичности. Исследовано распространение одиночного импульса, для которого известна эволюция возмущений до момента опрокидывания волн (Накаряков и др., 2000). Основные результаты исследования следующие.

 Для атомарных зон областей фотодиссоциации, характеризующихся развитием изэнтропической моды тепловой неустойчивости и присутствием магнитного поля, найдены времена нарастания возмущений и опрокидывания волн, а также представлены профили волн в момент опрокидывания.

 Рассмотрено влияние угла между направлениями распространения волн и магнитного поля на рост возмущений. Показано, что с изменением направления распространения волн от продольного до поперечного относительно магнитного поля, развитие неустойчивости подавляется.

 Оценки магнитного поля показали, что в рассматриваемых термически неустойчивых областях фотодиссоциации тепловое давление превышает магнитное давление. В этом случае доминирует развитие быстрых магнитозвуковых возмущений.

Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации возмущений магнитного поля и параметров газа в областях фотодиссоциации. Акустическая мода тепловой неустойчивости проявляется как распространение последовательности слабых ударных волн. Присутствие магнитного поля дает преимущество в наблюдении этих явлений. Так, например, быстрые и медленные магнитоакустические волны распространяются с разными скоростями, темпами развития и амплитудами, в том числе и знаками возмущений индукции магнитного поля. При этом изменение абсолютной величины магнитного поля в окрестности ударных волн может регистрироваться в наблюдениях, например через эффект Зеемана. Кроме того, присутствие магнитного поля может отражаться на характеристиках мелкомасштабных вариаций параметров плазмы, связанных со структурой ударных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Артур и др. (S.J. Arthur, W.J. Henney, G. Mellema, F. De Colle, and E. Vazquez-Semadeni), MNRAS 414, 1747 (2011).
- 2. Бальзер и др. (D.S. Balser, D.A. Roshi, S. Jeyakumar, T.M. Bania, B.T. Montet, and J.A. Shitanishi), Astrophys. J. **816:22**, 11 (2016).
- Баранов В.Б., Краснобаев К.В., Гидродинамическая теория космической плазмы (М.: Наука, 1977), с. 335.
- 4. Брагинский С.И., Вопросы теории плазмы. Вып. 1. Под ред. М.А. Леонтовича (М.: Госатомиздат, 1963).
- 5. Вайнгартнер, Дрейн (J.C. Weingartner and B.T. Draine), Astrophys. J. Suppl. Ser. **134**, 263 (2001).
- 6. Везески и др. (J.F. Vesecky, S.K. Antiochos, and J.H. Underwood), Astrophys. J. **233**, 987 (1979).
- 7. Гойкойчиа и др. (J.R. Goicoechea, J. Pety, S. Cuadrado, J. Cernicharo, E. Chapillon, A. Fuente, M. Gerin, C. Joblin, N. Marcelino, and P. Pilleri), Nature **537**, 207 (2016).
- Гойкойчиа и др. (J.R. Goicoechea, S. Cuadrado, J. Pety, A. Aguado, J.H. Black, E. Bron, J. Cernicharo, E. Chapillon, A. Fuente, M. Gerin, C. Joblin, O. Roncero, and B. Tercero), Astrochemistry VII: Through the Cosmos from Galaxies to Planets, Proceed. Internat. Astron. Union, IAU Symp. 332, 210 (2018). 408, 755 (2003).
- 9. Занстра (H. Zanstra), *In Vistas in Astronomy* (Vol. 1, Ed. A. Beer, New York: Pergamon Press, 1955), p. 256.
- 10. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., *Физика межзвезд*ной среды (М.: Наука, 1979), с. 591.
- 11. Краснобаев К.В., Тарев В.Ю., Астрон. журн. **64**, 1210 (1987).
- Краснобаев К.В., Тагирова Р.Р., Арафайлов С.И., Котова Г.Ю., Письма в Астрон. журн. 42, 510 (2016) [K.V. Krasnobaev et al., Astron. Lett. 42, 460 (2016)].
- 13. Краснобаев, Тагирова (К.V. Krasnobaev and R.R. Tagirova), MNRAS **469**, 1403 (2017).

- 14. Кратчер (R.M. Crutcher), Astrophys. J. **520**, 706 (1999).
- 15. Куликовский А.Г., Любимов Г.А., *Магнитная гидродинамика* (М.: Логос, 2005), с. 325.
- 16. Накаряков и др. (V.M. Nakariakov, C.A. Mendoza-Briceno, and M.H. Ibanez), Astrophys. J. **528**, 767 (2000).
- 17. Накаряков и др. (V.M. Nakariakov, A.N. Afanasyev, S. Kumar, and Y.-J. Moon), Astrophys. J. **849**:62, 10pp (2017).
- 18. Оппенгеймер (М. Oppenheimer), Astrophys. J. 211, 400 (1977).
- 19. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (2, Sausalito, C. A.: Univer. Sci. Books, 2006), p. 480.
- 20. Паркер (E.N. Parker), Astrophys. J. 117, 431 (1953).
- 21. Коллаборация Планк (Planck Collaboration), Planck intermediate results. XXXIV: The magnetic field structure in the Rosette Nebula. Astron. Astrophys. **586**, A137 (2016).
- 22. Тиленс, Холленбах (A.G.G. M.T ielens and D.J. Hollenbach), Astrophys. J. **291**, 722 (1985).
- 23. Тори и др. (К. Torii, К. Hasegawa, Y. Hattori, H. Sano, A. Ohama, H. Yamamoto, K. Tachihara, S. Soga, S. Shimizu, T. Okuda, N. Mizuno, T. Onishi, A. Mizuno, and Y. Fukui), Astrophys. J. **806:7**, 21 (2015).
- 24. Ферланд и др. (W.J. Henney, C.R. O'Dell, R.L. Porter, P.A.M. van Hoof, and R.J.R. Williams), Astrophys. J. **757**, 79 (2012).
- Фигуиера и др. (М. Figueira, A. Zavagno, L. Deharveng, D. Russeil, L.D. Anderson, A. Men'shchikov, N. Schneider, T. Hill, F. Motte, P. Mège, G. LeLeu, H. Roussel, J.-P. Bernard, A. Traficante, D. Paradis, J. Tigé, P. André, S. Bontemps, and A. Abergel), Astron. Astrophys. 600, A93 (2017).
- 26. Филд (G.B. Field), Astrophys. J. 142, 531 (1965).
- 27. Фидлер, Маусчовиас (R.A. Fiedler and T.Ch. Mouschovias), Astrophys. J. **415**, 680 (1993).
- 28. Холленбах и др. (D.J. Hollenbach, T. Takahashi, and A.G.G.M. Tielens), Astrophys. J. **377**, 192 (1991).
- 29. Холленбах, Тиленс (D.J. Hollenbach and A.G.G.M. Tielens), Rev. Mod. Phys. **71**, 173 (1999).