

УДК 533.951

## МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ: СРАВНЕНИЕ ОДНОЖИДКОСТНОЙ И ДВУХЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛЕЙ

Н. Е. Молевич<sup>1,2</sup>, С. Ю. Пичугин<sup>1</sup>, Д. С. Рящиков<sup>1,2</sup>

*С помощью одножидкостной и двухжидкостной моделей проведены расчеты скоростей и инкрементов (декрементов) магнитоакустических волн с учетом реальных условий фотодиссоциативных областей межзвёздной частично ионизованной среды. Показана допустимость использования одножидкостной модели в длинноволновом пределе (для частот волн, меньших частоты нейтрально-ионных столкновений). В коротковолновом диапазоне двухжидкостная модель предсказывает появление двух магнитоакустических волн, обусловленных возмущениями только ионной компоненты среды.*

**Ключевые слова:** частично ионизованная плазма, магнитоакустические волны, тепловыделение.

*Введение.* Частично ионизированная (ЧИ) плазма встречается во многих различных астрофизических средах, например, относительно холодных слоях и структурах солнечной атмосферы, межзвездном газе, планетарных ионосферах, и демонстрирует богатство физических эффектов, которых нет в полностью ионизированных плазменных средах [1, 2]. В тепловыделяющей полностью ионизованной плазме альфвеновские волны устойчивы, а конденсационная и магнитоакустические (МА) моды могут усиливаться при условии изобарической и изоэнтропической тепловой неустойчивости, соответственно [3, 4]. В ЧИ плазме надо дополнительно учитывать трение, возникающее за счет ионно-нейтральных столкновений, и появление новых мод [5–7]. Исследования

<sup>1</sup> Самарский филиал ФИАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: theor@fian.smr.ru.

<sup>2</sup> Самарский университет, 443086 Россия, Самара, Московское ш., 34.

проводились с использованием как одножидкостной модели плазмы [5], так и двухжидкостной модели [6, 7], в которой плазма может быть представлена как смесь двух компонент – ионной и нейтральной, причем ионная компонента объединяет электроны и ионы. При этом эффекты, связанные с наличием в среде тепловыделения, в [6, 7] не учитывались. В [8, 9] на основе двухжидкостной модели нами проведено исследование дисперсионных свойств как конденсационных мод, так и МА волн в ЧИ тепловыделяющей плазме во внешнем магнитном поле. В настоящей работе проводится сравнение результатов расчетов характеристик МА волн в изоэнтропически неустойчивой тепловыделяющей ЧИ плазме с использованием одножидкостной и двухжидкостной моделей.

*Двухжидкостная и одножидкостная модели.* Система магнитогазодинамических уравнений в ЧИ двухжидкостной плазме с источниками тепловыделения выглядит следующим образом [6, 8]:

$$\begin{aligned} \rho_i \left( \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla \vec{V}_i \right) &= -\nabla P_i - \alpha_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) - \frac{1}{4\pi} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}), \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla(\rho_i \vec{V}_i) &= 0, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{V}_i \times \vec{B}), \quad \nabla \vec{B} = 0, \\ C_{V\infty i} \rho_i \left( \frac{\partial T_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla T_i \right) - \frac{k_B T_i}{m_i} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla \rho_i \right) &= -\rho_i W_i(\rho_i, T_i), \quad P_i = \frac{k_B T_i \rho_i}{m_i}, \\ \rho_n \left( \frac{\partial \vec{V}_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla \vec{V}_n \right) &= -\nabla P_n - \alpha_{in} (\vec{V}_n - \vec{V}_i), \quad \frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla(\rho_n \vec{V}_n) = 0, \\ C_{V\infty n} \rho_n \left( \frac{\partial T_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla T_n \right) - \frac{k_B T_n}{m_n} \left( \frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla \rho_n \right) &= -\rho_n W_n(\rho_n, T_n), \quad P_n = \frac{k_B T_n \rho_n}{m_n}. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) переменные и функции с индексом  $i$  – параметры ионной компоненты, а с индексом  $n$  – параметры нейтральной компоненты,  $\rho, T, P$  – плотность, температура и давление соответственно,  $\vec{V}, \vec{B}$  – вектора скорости и индукции магнитного поля,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $C_{V\infty i}, C_{V\infty n}$  – высокочастотные теплоёмкости при постоянном объёме,  $m_n$  – масса нейтральных частиц,  $m_i$  – эффективная масса частиц ионной компоненты, равная половине массы иона, практически не отличающейся от  $m_n$ ,  $\alpha_{in}$  – коэффициент трения между ионами и нейтралами, причем  $\alpha_{in} = \Omega_{in} \rho_i \rho_n$ , где  $\Omega_{in}$  – константа скорости ионно-нейтральных соударений,  $W_i(\rho_i, T_i), W_n(\rho_n, T_n)$  – обобщенные источники теплотеря, при этом  $W = L - Q$ , где  $Q$  – удельная мощность нагрева, а  $L$  – удельная мощность охлаждения. При записи уравнений (1) пренебрегалось влиянием

диссипативных процессов, обусловленных наличием вязкости, конечной проводимости и теплопроводности, а также влиянием теплопередачи между нейтральной и ионной компонентами.

Будем считать, что вектор индукции стационарного магнитного поля  $\vec{B}_0$  находится в плоскости  $x, z$ , т. е.  $\vec{B}_0 = B_0 \sin \alpha \vec{x}_0 + B_0 \cos \alpha \vec{z}_0$ , где  $\alpha$  – угол между вектором  $\vec{B}_0$  и осью  $z$ ,  $\vec{x}_0, \vec{z}_0$  – единичные вектора. Далее будем рассматривать динамику возмущений только вдоль оси  $z$ . Таким образом, зависимостями от  $x$  и  $y$  можно пренебречь ( $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ ). Также учтем, что в стационарных условиях для обеих компонент отток энергии уравновешен притоком тепла, т. е.  $W_i(\rho_{i0}, T_{i0}) = 0$ ,  $W_n(\rho_{n0}, T_{n0}) = 0$ . Полагаем, что в начальный момент среда не движется. Решая уравнения (1) в первом порядке теории возмущений, можно получить линейные уравнения, в которые входят только малые возмущения  $\tilde{B}_x, \tilde{\rho}_i$  и  $\tilde{\rho}_n$  соответственно  $x$  – компоненты вектора индукции магнитного поля, плотности ионной и нейтральной компонент ( $\tilde{B}_x/B_0 \sim \tilde{\rho}_{i,n}/\rho_{i0,n0} \sim \varepsilon \ll 1$ ) [9]. Подстановка в эти уравнения выражений  $\tilde{B}_x = A_B \exp(-i\omega t + ikz)$ ,  $\tilde{\rho}_i = A_i \exp(-i\omega t + ikz)$ ,  $\tilde{\rho}_n = A_n \exp(-i\omega t + ikz)$  позволяет получить следующее дисперсионное соотношение, связывающее частоту  $\omega$  и волновое число  $k$  МА волн в ЧИ двухжидкостной плазме с тепловыделением [9]:

$$D_i(\omega, k)D_n(\omega, k) = i\frac{\omega}{k^2}\nu_{in} \left[ D_i(\omega, k)\frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} + \left( V_A^2 \cos^2 \alpha \frac{\omega + i\nu_{ni}}{\omega + i(\nu_{in} + \nu_{ni})} - \frac{\omega^2}{k^2} \right) D_n(\omega, k) \right] + \\ + V_A^2 \cos^2 \alpha \frac{i\nu_{in}}{\omega + i(\nu_{in} + \nu_{ni})} \left( \tilde{c}_i^2 - \frac{\omega^2}{k^2} \right) \left[ D_n(\omega, k) - i\nu_{ni} \frac{\omega}{k^2} \right]. \quad (2)$$

В (2)

$$D_i(\omega, k) = \tilde{c}_i^2 \left( V_A^2 \cos^2 \alpha - \frac{\omega^2}{k^2} \right) + \frac{\omega^4}{k^4} - \frac{\omega^2}{k^2} V_A^2, \quad D_n(\omega, k) = \tilde{c}_n^2 - \frac{\omega^2}{k^2}, \quad V_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_{i0}}, \\ \tilde{c}_i^2 = \frac{k_B T_{i0}}{m_i} \frac{C_{P0i} - i\omega\tau_i C_{P\infty i}}{C_{V0i} - i\omega\tau_i C_{V\infty i}}, \quad \tilde{c}_n^2 = \frac{k_B T_{n0}}{m_n} \frac{C_{P0n} - i\omega\tau_n C_{P\infty n}}{C_{V0n} - i\omega\tau_n C_{V\infty n}}, \quad \nu_{ni} = \Omega_{in}\rho_{i0}, \quad \nu_{in} = \Omega_{in}\rho_{n0}, \\ \tau_i = \frac{k_B T_{i0}}{m_i Q_{i0}}, \quad \tau_n = \frac{k_B T_{n0}}{m_n Q_{n0}}, \quad C_{V0i} = \frac{k_B W_{0Ti}}{m_i}, \quad C_{P0i} = \frac{k_B (W_{0Ti} - W_{0\rho i})}{m_i}, \\ C_{V0n} = \frac{k_B W_{0Tn}}{m_n}, \quad C_{P0n} = \frac{k_B (W_{0Tn} - W_{0\rho n})}{m_n}, \\ W_{0Ti} = \frac{T_{i0}}{Q_{i0}} \left( \frac{\partial W_i}{\partial T_i} \right)_0, \quad W_{0\rho i} = \frac{\rho_{i0}}{Q_{i0}} \left( \frac{\partial W_i}{\partial \rho_i} \right)_0, \\ W_{0Tn} = \frac{T_{n0}}{Q_{n0}} \left( \frac{\partial W_n}{\partial T_n} \right)_0, \quad W_{0\rho n} = \frac{\rho_{n0}}{Q_{n0}} \left( \frac{\partial W_n}{\partial \rho_n} \right)_0,$$

где  $\nu_{ni}, \nu_{in}$  – частоты нейтрально-ионных и ионно-нейтральных столкновений,  $C_{V0i}, C_{P0i}$  и  $C_{V0n}, C_{P0n}$  – эффективные низкочастотные теплоёмкости ионной и нейтральной компоненты при постоянном объеме и давлении в тепловыделяющей среде [4],  $V_A$  – скорость альфвеновских волн,  $\tau_i, \tau_n$  – характерные времена нагрева ионной и нейтральной компоненты.

Перейдем к рассмотрению МА волн в ЧИ тепловыделяющей плазме, используя одножидкостную модель. Имеем следующие выражения для скорости движения центра масс, относительной скорости, суммарной плотности и давления:

$$\vec{V} = \frac{\rho_i \vec{V}_i + \rho_n \vec{V}_n}{\rho_i + \rho_n}, \quad \vec{\omega} = \vec{V}_i - \vec{V}_n, \quad \rho = \rho_i + \rho_n, \quad P = P_i + P_n.$$

В одножидкостной модели плазмы предполагается равенство температур ионной и нейтральной компонент  $T_i = T_n = T$ . В этом случае, учитывая, что  $\vec{V}_i = \vec{V} + \xi_n \vec{\omega}$ ,  $\vec{V}_n = \vec{V} - \xi_i \vec{\omega}$  ( $\xi_i = \rho_i/\rho$ ,  $\xi_n = \rho_n/\rho$ ), из (1) можно получить уравнения

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \vec{V} \right) &= -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) - \rho \xi_i \xi_n \vec{\omega} \nabla \vec{\omega} - \rho (\vec{V} \nabla) (\xi_n \vec{\omega}) + \\ &+ \xi_n \rho (\vec{V} \nabla) \vec{\omega}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{V}) = 0, \\ \rho (\xi_i C_{V\infty i} + \xi_n C_{V\infty n}) \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \nabla T \right] &+ \rho \xi_i \xi_n (C_{V\infty i} - C_{V\infty n}) \vec{\omega} \nabla T - \\ &- \frac{k_B T}{m_i} \left( \frac{\partial \xi_i \rho}{\partial t} + \vec{V} \nabla \xi_i \rho + \xi_n \vec{\omega} \nabla \xi_i \rho \right) - \\ &- \frac{k_B T}{m_n} \left( \frac{\partial \xi_n \rho}{\partial t} + \vec{V} \nabla \xi_n \rho - \xi_i \vec{\omega} \nabla \xi_n \rho \right) = -\rho (\xi_i W_i + \xi_n W_n), \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) + \nabla \times (\xi_n \vec{\omega} \times \vec{B}), \quad P = k_B \rho T \left( \frac{\xi_i}{m_i} + \frac{\xi_n}{m_n} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где для относительной скорости имеем следующее выражение [7]:

$$\vec{\omega} = \frac{1}{\alpha_{in}} \left( \xi_i \nabla P_n - \xi_n \nabla P_i - \frac{\xi_n}{4\pi} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) \right). \quad (4)$$

Подставляем в (3)–(4) следующие разложения

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho}, \quad \vec{V} = \vec{V}_0 + \tilde{V}, \quad \vec{\omega} = \vec{\omega}_0 + \tilde{\omega}, \quad T = T_0 + \tilde{T}, \quad P = P_0 + \tilde{P}, \\ P_i &= P_{i0} + \tilde{P}_i, \quad P_n = P_{n0} + \tilde{P}_n, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \tilde{B}, \quad \xi_i = \xi_{i0} + \tilde{\xi}_i, \quad \xi_n = \xi_{n0} + \tilde{\xi}_n, \end{aligned}$$

где  $\tilde{\rho}/\rho_0 \sim \tilde{T}/T_0 \sim \tilde{P}/P_0 \sim \tilde{P}_{i,n}/P_{i0,n0} \sim |\tilde{V}|/c_S \sim |\tilde{\omega}|/c_S \sim \tilde{B}/|\tilde{B}_0| \sim \varepsilon \ll 1$ ,  $c_S$  – скорость звука (см. ниже). Будем полагать, что  $\tilde{\xi}_i/\xi_{i0} \sim \tilde{\xi}_n/\xi_{n0} \sim \varepsilon^2$ . Если ограничиться только членами первого порядка малости, то из (3)–(4) тогда можно получить следующие уравнения для малых возмущений  $B_x$  и  $\rho$  вдоль оси  $z$  в ЧИ тепловыделяющей плазме, находящейся в стационарном магнитном поле, вектор индукции которого лежит в плоскости  $x, z$ :

$$\frac{\partial^3 \tilde{B}_x}{\partial t^3} - \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \left( \frac{1}{\eta} - \frac{2 \sin^2 \alpha}{\eta + 1} \right) \frac{\partial^3 \tilde{B}_x}{\partial t \partial z^2} - \frac{2B_0 \sin \alpha}{\rho_0(\eta + 1)} \frac{\partial^3 \rho}{\partial t^3} + \frac{\alpha_{in0}}{\rho_0\eta(1-\eta)} \left( \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial t^2} - \frac{B_0^2 \cos^2 \alpha}{4\pi\rho_0} \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} - \frac{B_0 \sin \alpha}{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right) = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \tau_S C_{V\infty S} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - c_S^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial z^2} \right) + C_{V0S} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial z^2} - c_{0S}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial z^2} \right) = \\ = \frac{B_0 \sin \alpha}{4\pi} \left[ \tau_S C_{V\infty S} \frac{\partial^3 \tilde{B}_x}{\partial t \partial z^2} + C_{V0S} \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} \right], \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\eta = \rho_{i0}/\rho_0 = \xi_{i0}$  – степень ионизации плазмы,  $\alpha_{in0} = \Omega_{in}\rho_{i0}\rho_{n0}$ ,  $C_{V\infty S} = \eta C_{V\infty i} + (1-\eta)C_{V\infty n}$ ,  $C_{V0S} = \tau_S \Lambda_{T0}$ ,  $C_{P0S} = C_{V0S} - \tau_S \rho_0 \Lambda_{\rho 0}/T_0$ ,  $Q_{S0} = \eta Q_{i0} + (1-\eta)Q_{n0}$ ,  $\tau_S = \frac{k_B T_0}{m_S Q_{S0}}$ ,  $\Lambda_{T0} = \eta \left( \frac{\partial W_i}{\partial T_i} \right)_0 + (1-\eta) \left( \frac{\partial W_n}{\partial T_n} \right)_0$ ,  $\Lambda_{\rho 0} = \eta^2 \left( \frac{\partial W_i}{\partial \rho_i} \right)_0 + (1-\eta)^2 \left( \frac{\partial W_n}{\partial \rho_n} \right)_0$ ,  $c_S^2 = \gamma_\infty \frac{k_B T_0}{m_S}$ ,  $c_{0S}^2 = \gamma_{0S} \frac{k_B T_0}{m_S}$ ,  $\gamma_{0S} = \frac{C_{P0S}}{C_{V0S}}$ ,  $m_S = \frac{m_i m_n}{\eta m_n + (1-\eta)m_i} = \frac{m_n}{1+\eta}$ ,  $\gamma_\infty = C_{P\infty S}/C_{V\infty S} = C_{P\infty i}/C_{V\infty i} = C_{P\infty n}/C_{V\infty n}$ .

Подстановка в (5)–(6) выражений  $\tilde{B}_x = A_B \exp(-i\omega t + ikz)$ ,  $\tilde{\rho} = A_\rho \exp(-i\omega t + ikz)$  позволяет получить следующее дисперсионное соотношение для МА волн в одножидкостной модели:

$$\begin{aligned} \left( \frac{k_B T_0}{m_S} \frac{C_{P0S}}{C_{V0S}} - \frac{i\omega \tau_S C_{P\infty S}}{C_{V\infty S}} - \frac{\omega^2}{k^2} \right) \left[ \omega^2 - k^2 c_A^2 \cos^2 \theta + \frac{i\omega k^2 c_A^2 (1-\eta)(1+\eta \cos^2 \theta)}{\nu_0 \eta (1+\eta)} \right] = \\ = \omega^2 c_A^2 \sin^2 \theta \left[ \frac{i\omega(1-\eta)}{\nu_0(1+\eta)} - 1 \right], \quad (7) \end{aligned}$$

где  $c_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} = \eta V_A^2$ ,  $\nu_0 = \nu_{in} + \nu_{ni} = \Omega_{in}\rho_0$ .

МА волны в ЧИ газе, описываемые двухжидкостной и одножидкостной моделями. Проведем сравнение предсказаний дисперсионных соотношений (2) и (7), полученных в

двухжидкостном и одножидкостном приближениях, соответственно. Расчеты были проведены с учетом условий, характерных в астрофизических исследованиях для термически неустойчивых областей фотодиссоциации межзвездной среды [10]:  $T_{i0} = T_{n0} = T_0 = 1000$  К,  $\nu_0 = 5 \times 10^{-5}$  с $^{-1}$ ,  $\eta = 10^{-4}$ ,  $\gamma_\infty = 5/3$ ,  $\gamma_{i0} = \gamma_{n0} = \gamma_{S0} = 2$ ,  $\tau_S = 2 \times 10^9$  с,  $(\partial W_i / \partial T)_0 = (\partial W_n / \partial T)_0 = 0.06$  эрг/(с·г·град),  $c_S^2 / c_A^2 = 1.75$ .

На рис. 1(а) представлены расчетные зависимости скоростей  $V = \text{Re}(\omega) / k$  МА волн от волнового числа  $k$  при  $\alpha = 45^\circ$ , полученные как с использованием дисперсионного соотношения (2) (двухжидкостная модель), так и с использованием соотношения (7) (одножидкостная модель). Скорости быстрой МА волны, рассчитанные с использованием двухжидкостной и одножидкостной моделей, практически одинаковы. Расчетные скорости медленной волны также весьма близки, при этом они обращаются в ноль при  $k \geq 5 \times 10^{-14}$  см $^{-1}$  (медленная МА волна в этом случае перестает распространяться). Однако для более коротких длин волн расчеты с использованием двухжидкостной модели показывают возможность возникновения дополнительных МА волн. Одна из них появляется при  $k > 10^{-12}$  см $^{-1}$  и имеет скорость, намного превышающую скорость МА волн в области малых значений  $k$ . Расчетная скорость этой волны при  $k > 10^{-11}$  см $^{-1}$  совпадает со скоростью  $V_A$  распространения альфвеновской волны. Еще одна дополнительная волна возникает при  $k > 10^{-10}$  см $^{-1}$  и достигает скорости звука  $c_S$ . Полученные с помощью двухжидкостной модели результаты могут быть объяснены тем, что в коротковолновой области, когда частоты волн превышают среднюю частоту столкновений  $\bar{\nu} = 2\eta(1 - \eta)\nu_0 = 10^{-8}$  с $^{-1}$  [7], ионы и нейтралы слабо взаимодействуют друг с другом за период колебаний волны, что способствует появлению быстрой и медленной МА волн, обусловленных возмущениями только ионной компоненты. При этом, когда  $V_A \gg c_i$  ( $c_i$  – скорость высокочастотного звука в ионной компоненте) скорости этих волн при  $\alpha = 45^\circ$  достигают значений  $c_{\infty f} \cong V_A$  и  $c_{\infty S} \cong c_i / \sqrt{2} \cong c_S$  соответственно [4]. Назовем эти МА волны быстрой ионной и медленной ионной волнами соответственно. В диапазоне  $2 \times 10^{-13} < k < 4 \times 10^{-12}$  см $^{-1}$  расчеты показывают также возможность возникновения двух дополнительных МА волн, распространяющихся со скоростями, намного меньшими скорости быстрой МА волны (тонкие пунктирные кривые).

На рис. 1(б) приведены результаты расчетов инкрементов ( $\text{Im}(\omega) > 0$ ) и декрементов ( $-\text{Im}(\omega) > 0$ ) МА мод. При этом значения  $\text{Im}(\omega)$  быстрой и медленной МА волн, рассчитанные на основе двухжидкостной и одножидкостной моделей практически одинаковы. Как показывают расчеты, в исследуемых условиях изоэнтропической неустойчивости ( $\gamma_{S0} > \gamma_\infty$ ) [3] быстрая МА волна усиливается только в длинновол-

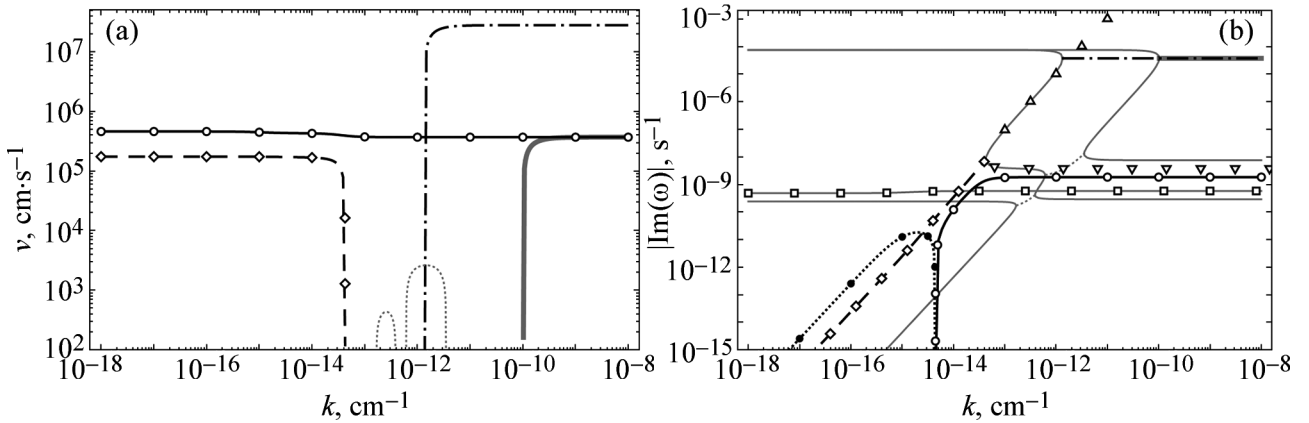


Рис. 1: (a) Скорости МА волн, рассчитанные на основе одножидкостной (значки) и двухжидкостной (кривые) моделей. Сплошная кривая и кружки соответствуют быстрой МА волне, штриховая кривая и ромбики – медленной МА волне, штрихпунктирная кривая – быстрой ионной волне, толстая серая кривая – медленной ионной волне. Тонкие пунктирные кривые – две дополнительные медленные МА волны. (b) Значения  $|\text{Im}(\omega)|$  МА мод, рассчитанные с помощью одножидкостной (значки) и двухжидкостной (кривые) моделей. Пунктирная кривая и черные кружки – инкремент быстрой МА волны, остальные кривые и значки соответствуют отрицательным значениям  $\text{Im}(\omega)$ . Сплошная кривая и кружки – декремент быстрой МА волны, штриховая кривая и ромбики – декремент медленной МА волны, штрихпунктирная и толстая серая кривая – декременты быстрой и медленной ионных волн соответственно. Квадраты, треугольники и тонкие серые линии – нераспространяющиеся (“энтропийные” [7]) моды с  $\text{Re}(\omega) = 0$ .

новой области ( $k < 10^{-14} \text{ см}^{-1}$ ) с максимумом инкремента при  $k_m \approx 2 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1}$  ( $\text{Re}\omega_m \approx 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ ), что согласуется с формулой  $\tau_S \text{Re} \omega_m = (C_{V0S}C_{P0S}/C_{V\infty S}C_{P\infty S})^{1/2}$  [11]. Медленная, быстрая ионная и медленная ионная МА волны будут иметь положительный декремент во всем диапазоне волновых чисел, то есть не усиливаются. Как видно из рис. 1(b) декременты быстрой и медленной ионных волн одинаковы и намного превышают декремент быстрой МА волны.

*Заключение.* В настоящей работе проведено исследование МА волн в ЧИ тепловыделяющей плазме с помощью дисперсионных соотношений, полученных в двухжидкостном и одножидкостном приближениях. Проведены численные расчеты скоростей и коэффициента усиления (ослабления) МА мод с учетом условий, характерных для термически неустойчивых областей фотодиссоциации межзвездной среды, и осуществлено сравне-

ние результатов, полученных на основе двух моделей. В случае, когда частота МА волн много меньше средней частоты  $\bar{\nu}$  столкновений между ионами и нейтралами, расчеты с использованием одножидкостной и двухжидкостной моделей ЧИ плазмы приводят к практически одинаковым результатам. Однако в области, где частота МА волн превышает значение  $\bar{\nu}$ , появляются существенные отличия в результатах, полученных на основе различных моделей. Расчеты с помощью двухжидкостной модели приводят к появлению в высокочастотной области дополнительных МА мод, что объясняется возможностью распространения высокочастотных МА волн отдельно в ионной компоненте ЧИ плазмы.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (государственные задания по темам 0023-2019-0003, FSSS-2020-0014).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] I. Ballai, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **6**, 39 (2019). DOI:10.3389/fspas.2019.00039.
- [2] J. L. Ballester, I. Alexeev, M. Collados, et al., *Space Sci. Rev.* **214**, 58 (2018). DOI:10.1007/s11214-018-0485-6.
- [3] J. Heyvaerts, *Astron. & Astrophys.* **37**(1), 65 (1974).
- [4] D. I. Zavershinskii and N. E. Molevich, *Astrophysics & Space Science* **358**, 22 (2015). DOI:10.1007/S10509-015-2418-0.
- [5] P. Forteza, R. Oliver, and J. L. Ballester, *Astron. & Astrophys.* **492**, 223 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:200810370.
- [6] T. V. Zagarashvili, M. L. Khodachenko, and H. O. Rucker, *Astronomy & Astrophysics* **529**, A82 (2011). DOI:10.1051/0004-636/201016326.
- [7] R. Soler, M. Carbonell, and J. L. Ballester, *Astrophysical journal. Supplement series* **209**(1), 16 (2013). DOI: 10.1088/0067-0049/209/1/16.
- [8] N. E. Molevich, S. Yu. Pichugin, and D. S. Ryashchikov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **47**(1), 1 (2020). DOI:10.3103/S1068335620010054.
- [9] N. E. Molevich, S. Yu. Pichugin, and D. S. Ryashchikov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **47**(8), 252 (2020). DOI:10.3103/S1068335620080072.
- [10] К. В. Краснобаев, Р. Р. Тагирова, *Письма в астрономический журнал* **45**(3), 192 (2019).
- [11] N. E. Molevich and A. N. Oraevskii, *Sov. Phys. JETP* **67**(3), 504 (1988).

Поступила в редакцию 18 февраля 2021 г.

После доработки 26 мая 2021 г.

Принята к публикации 27 мая 2021 г.