

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ДВУХЖИДКОСТНОЙ ПЛАЗМЕ С ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕМ

Н. Е. Молевич^{1,2}, С. Ю. Пичугин¹, Д. С. Рящиков^{1,2}

В компактной форме получено дисперсионное соотношение для магнитоакустических волн в частично ионизованной тепловыделяющей плазме, находящейся во внешнем магнитном поле. Произведены расчеты инкрементов медленных и быстрых модифицированных магнитоакустических волн в случае изоэнтропической неустойчивости, демонстрирующие их сильную зависимость от степени ионизации и частоты ионно-нейтральных столкновений.

Ключевые слова: магнитоакустические волны, частично ионизованная плазма, тепловыделение, изоэнтропическая неустойчивость.

Введение. Магнитная гидродинамика допускает существование четырех типов мод, включая альфвеновскую, конденсационную, быструю и медленную магнитоакустическую (МА) моды. В [1–4] было показано, что в тепловыделяющей полностью ионизованной плазме альфвеновские волны устойчивы, а конденсационная и МА моды могут усиливаться при условии изобарической и изоэнтропической тепловой неустойчивости соответственно. Для различных астрофизических приложений представляет интерес исследование динамики МА волн в частично ионизованной (ЧИ) плазме [5–8]. Причём, для описания динамики мелкомасштабных (высокочастотных) возмущений необходимо учитывать трение, возникающее за счет ионно-нейтральных столкновений [6–8]. Показано, что одножидкостная модель не может корректно описать дисперсионные свойства МА мод на этих масштабах. Поэтому в работах [6, 7] использовалась так называемая двухжидкостная модель, в которой плазма может быть представлена как смесь двух компонент – ионной и нейтральной, причем ионная компонента объединяет электроны и

¹ Самарский филиал ФИАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: molevich@fian.smr.ru.

² Самарский университет, 443086 Россия, Самара, Московское ш., 34.

ионы. При этом эффекты, связанные с наличием в среде тепловыделения, в [6, 7] не учитывались. В [9, 10] на основе этой модели нами проведено исследование дисперсионных свойств конденсационных мод в ЧИ тепловыделяющей плазме во внешнем магнитном поле, в результате которого проанализировано влияние степени ионизации на величину и анизотропию инкремента в случае изобарической неустойчивости среды. В настоящей работе двухжидкостная модель используется для исследования дисперсионных свойств МА волн в изоэнтропически неустойчивой тепловыделяющей ЧИ плазме.

Теоретический анализ. Система магнитогазодинамических уравнений в ЧИ двухжидкостной плазме с источниками тепловыделения выглядит следующим образом [6, 9]:

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

В (1) переменные с индексом “*i*” – это параметры ионной компоненты, а переменные с индексом “*n*” – параметры нейтральной компоненты, ρ , 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_i , m_n – средние молекулярные массы, α_{in} – коэффициент трения между ионами и нейтралами, причем $\alpha_{in} = \Omega_{in} \rho_i \rho_n$, где $\Omega_{in} = \langle \sigma v \rangle / (m_i + m_n)$ – константа скорости соударений на единицу массы, σ – сечение ионно-нейтральных столкновений, v – относительная скорость между частицами ионной и нейтральной компоненты, $W_i(\rho_i, T_i)$, $W_n(\rho_n, T_n)$ – обобщенный источник теплотерь, при этом $W(\rho, T) = L(\rho, T) - Q(\rho, T)$, где $Q(\rho, T)$ – удельная мощность нагрева, а $L(\rho, T)$ – 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.

Линеаризуем уравнения (1). Полагаем, что в начальный момент среда не движется. Запишем следующие разложения:

$$\rho_i = \rho_{i0} + \tilde{\rho}_i, \quad \rho_n = \rho_{n0} + \tilde{\rho}_n, \quad \vec{V}_i = \tilde{\vec{V}}_i, \quad \vec{V}_n = \tilde{\vec{V}}_n,$$

$$T_i = T_{i0} + \tilde{T}_i, \quad T_n = T_{n0} + \tilde{T}_n, \quad P_i = P_{i0} + \tilde{P}_i, \quad P_n = P_{n0} + \tilde{P}_n, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \tilde{\vec{B}}, \quad (2)$$

где $\tilde{\rho}_{i,n}/\rho_{i0,n0} \sim \tilde{T}_{i,n}/T_{i0,n0} \sim \tilde{P}_{i,n}/P_{i0,n0} \sim |\tilde{\vec{V}}_i|/c_i \sim |\tilde{\vec{V}}_n|/c_n \sim |\tilde{\vec{B}}|/|\vec{B}_0| \sim \varepsilon \ll 1$, c_i, c_n – высокочастотные скорости звука (см. ниже), ε – величина первого порядка малости. В дальнейшем будем проводить исследования в декартовой системе координат x, y, z . При этом будем считать, что вектор индукции стационарного магнитного поля находится в плоскости x, z , т. е. $\vec{B}_0 = B_0 \sin \theta \vec{x}_0 + B_0 \cos \theta \vec{z}_0$, где θ – 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. $W_i(\rho_{i0}, T_{i0}) = 0$, $W_n(\rho_{n0}, T_{n0}) = 0$). Если теперь подставить выражения (2) в уравнения (1) и ограничиться только членами первого порядка малости, то можно получить следующие уравнения, связывающие возмущения плотности в ионной и нейтральной компонентах между собой и с возмущениями магнитного поля:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial t^2} - c_A^2 \cos^2 \theta \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} + (v_{in} + v_{ni}) \frac{\partial \tilde{B}_x}{\partial t} \right] - v_{ni} c_A^2 \cos^2 \theta \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} = \\ = \frac{B_0 \sin \theta}{\rho_{i0}} \left[\frac{\partial^3 \tilde{\rho}_i}{\partial t^3} + (v_{in} + v_{ni}) \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} \right], \\ \tau_i C_{V\infty i} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - c_i^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + v_{in} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] + \\ + C_{V0i} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - c_{0i}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + v_{in} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] = \\ = \frac{B_0 \sin \theta}{4\pi} \left[\tau_i C_{V\infty i} \frac{\partial^3 \tilde{B}_x}{\partial t \partial z^2} + C_{V0i} \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} \right], \quad (3) \\ \tau_n C_{V\infty n} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - c_n^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} - v_{in} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] + \\ + C_{V0n} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - c_{0n}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} + v_{in} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] = 0. \end{aligned}$$

В (3) $v_{ni} = \Omega_{in}\rho_{i0}$, $v_{in} = \Omega_{in}\rho_{n0}$ – частоты нейтрально-ионных и ионно-нейтральных столкновений соответственно,

$$\begin{aligned}\tilde{n}_A^2 &= \frac{B_0^2}{4\pi\rho_{i0}}, \quad c_i^2 = \gamma_\infty \frac{k_B T_{i0}}{m_i}, \quad c_n^2 = \gamma_\infty \frac{k_B T_{n0}}{m_n}, \quad c_{0i}^2 = \gamma_{0i} \frac{k_B T_{i0}}{m_i}, \quad c_{0n}^2 = \gamma_{0n} \frac{k_B T_{n0}}{m_n}, \\ \tau_i &= \frac{k_B T_{i0}}{m_i Q_{i0}}, \quad \tau_n = \frac{k_B T_{n0}}{m_n Q_{n0}}, \quad \gamma_\infty = \frac{C_{P\infty i}}{C_{V\infty i}} = \frac{C_{P\infty n}}{C_{V\infty n}}, \quad \gamma_{0i} = \frac{C_{P0i}}{C_{V0i}}, \quad \gamma_{0n} = \frac{C_{P0n}}{C_{V0n}}, \\ C_{V0i} &= \frac{k_B W_{0Ti}}{m_i}, \quad C_{P0i} = \frac{k_B (W_{0Ti} - W_{0\rho i})}{m_i}, \quad C_{V0n} = \frac{k_B W_{0Tn}}{m_n}, \quad C_{P0n} = \frac{k_B (W_{0Tn} - W_{0\rho n})}{m_n}, \\ W_{0Ti} &= \frac{T_{i0}}{Q_{i0}} \left(\frac{\partial W_i}{\partial T_i} \right)_0, \quad W_{0\rho i} = \frac{\rho_{i0}}{Q_{i0}} \left(\frac{\partial W_i}{\partial \rho_i} \right)_0, \\ W_{0Tn} &= \frac{T_{n0}}{Q_{n0}} \left(\frac{\partial W_n}{\partial T_n} \right)_0, \quad W_{0\rho n} = \frac{\rho_{n0}}{Q_{n0}} \left(\frac{\partial W_n}{\partial \rho_n} \right)_0.\end{aligned}$$

Здесь величины $\tilde{N}_{P\infty i} = C_{V\infty i} + k_B/m_i$, $\tilde{N}_{P\infty n} = C_{V\infty n} + k_B/m_n$ – высокочастотные теплоёмкости ионной и нейтральной компоненты при постоянном давлении, C_{V0i} , C_{P0i} и C_{V0n} , C_{P0n} – эффективные низкочастотные теплоёмкости ионной и нейтральной компоненты при постоянном объеме и давлении в тепловыделяющей среде [3]. Также введены обозначения для скоростей волн: c_i , c_n и c_{0i} , c_{0n} – высокочастотные и низкочастотные скорости звука в ионной и нейтральной компоненте, соответственно, c_A – скорость альфвеновских волн. Величины τ_i и τ_n – характерные времена нагрева ионной и нейтральной компоненты, при расчете которых считается $Q_{i0} = Q_i(\rho_{0i}, T_{0i})$, $Q_{n0} = Q_n(\rho_{0n}, T_{0n})$.

Линейные уравнения (3) описывают динамику малых возмущений в тепловыделяющей ЧИ плазме, находящейся во внешнем магнитном поле. В настоящей работе эти уравнения используются для исследования МА волн, распространяющихся в данной среде. Подстановка возмущений магнитного поля и плотности в (3) в виде

$$\tilde{B}_x = A_B \exp(-i\omega t + ikz), \quad \tilde{\rho}_i = A_i \exp(-i\omega t + ikz), \quad \tilde{\rho}_n = A_n \exp(-i\omega t + ikz), \quad (4)$$

где ω и k – частота и волновой вектор МА волны, позволяет получить следующее дисперсионное соотношение:

$$\begin{aligned}D_i(\omega, k)D_n(\omega, k) &= i\frac{\omega}{k^2}v_{in} \left[D_i(\omega, k) \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} + \left(c_A^2 \cos^2 \theta \frac{\omega + iv_{ni}}{\omega + i(v_{in} + v_{ni})} - \frac{\omega^2}{k^2} \right) D_n(\omega, k) \right] + \\ &+ c_A^2 \cos^2 \theta \frac{iv_{in}}{\omega + i(v_{in} + v_{ni})} \left(\tilde{c}_i^2 - \frac{\omega^2}{k^2} \right) \left[D_n(\omega, k) - iv_{ni} \frac{\omega}{k^2} \right].\end{aligned} \quad (5)$$

Здесь:

$$D_i(\omega, k) = \tilde{c}_i^2 \left(c_A^2 \cos^2 \theta - \frac{\omega^2}{k^2} \right) + \frac{\omega^4}{k^4} - \frac{\omega^2}{k^2} c_A^2, \quad D_n(\omega, k) = \tilde{c}_n^2 - \frac{\omega^2}{k^2},$$

$$\tilde{c}_i^2 = \frac{k_B T_{i0} C_{P0i} - i\omega\tau_i C_{P\infty i}}{m_i C_{V0i} - i\omega\tau_i C_{V\infty i}}, \quad \tilde{c}_n^2 = \frac{k_B T_{n0} C_{P0n} - i\omega\tau_n C_{P\infty n}}{m_n C_{V0n} - i\omega\tau_n C_{V\infty n}}. \quad (6)$$

Дисперсионное уравнение (5) для МА волн в тепловыделяющей частично-ионизованной плазме записано в компактном и физически понятном виде, допускающем предельные переходы к известным дисперсионным соотношениям, полученных для других условий среды распространения. Действительно, $D_i(\omega, k) = 0$ – это дисперсионное соотношение для МА волн в полностью ионизованной ($\rho_{n0} = 0$) тепловыделяющей плазме в магнитном поле [3], $D_n(\omega, k) = 0$ – дисперсионное соотношение для акустических волн в нейтральном ($\rho_{i0} = 0$) тепловыделяющем газе. Как видно из (6), без учета обобщенного источника теплотерь ($W_i = 0, W_n = 0$) имеем $\tilde{c}_i^2 = c_i^2, \tilde{c}_n^2 = c_n^2$ (то есть совпадение со скоростями звука в ионной и нейтральной компонентах), и уравнение (5) переходит в дисперсионное соотношение для МА волн в ЧИ плазме без тепловыделения [7].

Если $k = k_j$ – действительное число, то выражения (4) описывают волны, распространяющиеся в ЧИ плазме с частотой ω_R и скоростью ω_R/k_j с временным коэффициентом усиления ω_I (если $\omega_I > 0$) либо коэффициентом ослабления (если $\omega_I < 0$), где $\omega_j = \omega_R + i\omega_I$ – решения уравнения (5) при $k = k_j$. При этом, как показано в [7], в ЧИ тепловыделяющей плазме будут распространяться модифицированные МА волны, в которых одновременно возмущается и ионная, и нейтральная компоненты. Дисперсионное соотношение для МА волн в ЧИ плазме без тепловыделения можно преобразовать в уравнение относительно только безразмерной переменной $\omega^* = \omega/kc_i$, содержащее в качестве параметра нормализованную среднюю частоту столкновений ионов и нейтралов $\bar{v}^* = (\rho_{i0}v_{in} + \rho_{n0}v_{ni})/kc_i(\rho_{i0} + \rho_{n0})$ [7]. В случае тепловыделяющей плазмы дисперсионное соотношение (5) после такого преобразования будет содержать еще один дополнительный безразмерный параметр $k^* = k/k_{iT}$, где $k_{iT} = C_{V0i}/(\tau_i C_{V\infty i} c_i)$. В областях $\omega_R\tau_i \ll C_{V0i}/C_{V\infty i}$ (низкочастотная) и $\omega_R\tau_i \gg C_{V0i}/C_{V\infty i}$ (высокочастотная) будут выполняться условия $\omega_R^* k^* \ll 1$ и $\omega_R^* k^* \gg 1$ соответственно.

Уравнение (5) позволяет рассчитать инкремент/декремент модифицированных МА волн при заданных параметрах среды. Как пример, на рис. 1, 2 приведены расчеты зависимостей ω_I^* от параметра k^* при различных значениях \bar{v}^* в условиях изоэнтропической неустойчивости: $\gamma_\infty < \gamma_{0i}, \gamma_\infty < \gamma_{0n}$ [3]. Расчеты проводились для следующих условий: $\gamma_\infty = 5/3, \gamma_{0i} = \gamma_{0n} = 2, m_i = m_n/2, T_{i0} = T_{n0}, (\partial W_i/\partial T_i)_0 = (\partial W_n/\partial T_n)_0$ при тех же значениях степени ионизации $\eta = \rho_{i0}/(\rho_{i0} + \rho_{n0})$, при которых проводились расчеты без учета тепловыделения в [7]. При этом нами исследовались только варианты, когда средняя частота ионно-нейтральных столкновений намного превышает частоту МА волн: $\bar{v}^* \gg 1$.

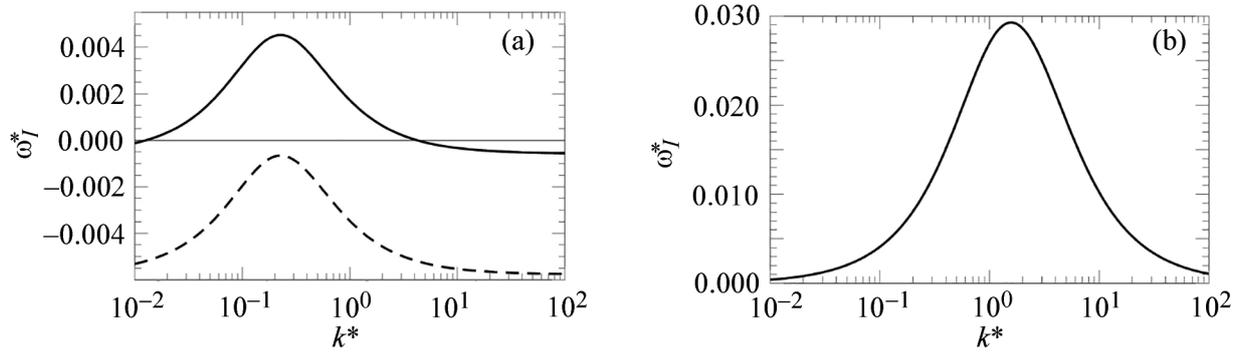


Рис. 1: Расчетные зависимости ω_I^* от k^* при $\bar{v}^* = 100$ (штриховая кривая) и $\bar{v}^* = 1000$ (сплошные кривые) для модифицированных быстрой (а) и медленной (б) МА волн при $\theta = \pi/4$ и $c_a/c_i = 5$ для степени ионизации $\eta = 5/6$. На рис. 1(б) кривые, построенные по результатам расчетов при $\bar{v}^* = 100$ и $\bar{v}^* = 1000$, сливаются.

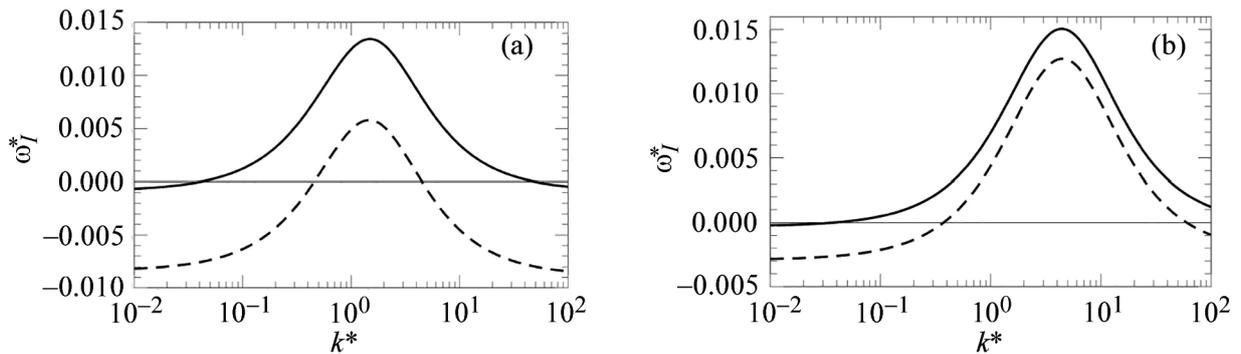


Рис. 2: Расчетные зависимости ω_I^* от k^* при $\bar{v}^* = 100$ (штриховые кривые) и $\bar{v}^* = 1000$ (сплошные кривые) для модифицированных быстрой (а) и медленной (б) МА волн при $\theta = \pi/4$ и $c_a/c_i = 5$ для степени ионизации $\eta = 0.05$.

Как видно из рис. 1, 2, области неустойчивости ($\omega_I > 0$) модифицированных быстрых и медленных МА волн сильно зависят от степени ионизации, поэтому при анализе волн в ЧИ газе необходимо это учитывать. В случае сильной ионизации (рис. 1) инкремент медленной МА волны в максимуме ($k^* \sim 1$) превышает на порядок максимальный инкремент быстрой МА волны при $\bar{v}^* = 1000$, а при $\bar{v}^* = 100$ быстрая МА волна поглощается во всем диапазоне k^* . Это коррелирует с известными результатами. С одной стороны, в сильном магнитном поле ($c_a/c_i > 1$) быстрая МА волна в полностью ионизированной изоэнтропически неустойчивой среде усиливается значительно меньше, чем медленная МА волна [2]. С другой стороны, затухание модифицированной быстрой МА

волны без учета эффектов теплового дисбаланса, связанное с ион-нейтральными соударениями, намного превышает затухание модифицированной медленной МА волны и имеет максимум при $\bar{v}^* \sim 1$ [7]. В случае более слабой ионизации при $\bar{v}^* \gg 1$ МА волны по своим свойствам приближаются к свойствам акустической волны (распространяющейся в нейтральной компоненте) и их инкременты становятся сравнимы по величине (рис. 2).

Заключение. В настоящей работе проведено исследование МА волн в ЧИ тепловыделяющей плазме, находящейся в магнитном поле. Найдено и представлено в компактной форме дисперсионное соотношение для модифицированных МА волн в рассматриваемой среде и проведены численные расчеты коэффициента усиления (ослабления) при различных значениях степени ионизации и частоты ионно-нейтральных столкновений. Результаты расчетов показывают, с одной стороны, возможность усиления МА волн в ЧИ плазме в условиях изоэнтропической неустойчивости, с другой стороны, – сильную зависимость областей усиления для медленной и быстрой МА волн от степени ионизации и частоты ионно-нейтральных столкновений.

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] J. Heyvaerts, *Astron. & Astrophys.* **37**(1), 65 (1974).
- [2] R. Chin, E. Verwichte, G. Rowlands, V. M. Nakariakov, *Physics of Plasmas* **17**(3), 032107 (2010). DOI: 10.1063/1.3314721.
- [3] D. I. Zavershinskii, N. E. Molevich, *Astrophysics & Space Science* **358**, 22 (2015). DOI: 10.1007/S10509-015-2418-0.
- [4] S. A. Belov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinsky, *Phys. Scr.* **94**(10), 105605 (2019). DOI: 10.1088/1402-4896/ab2f02.
- [5] D. Martínez-Gómez, R. Soler, J. Terradas, *Astrophysical Journal* **837**, 80 (2017). DOI: 10.3847/1538-4357/aa5eab.
- [6] T. V. Zagarashvili, M. L. Khodachenko, H. O. Rucker, *Astronomy & Astrophysics* **529**, A82 (2011). DOI: 10.1051/0004-636/201016326.
- [7] R. Soler, M. Carbonell, J. L. Ballester, *Astrophysical Journal. Supplement series* **209**(1), 16 (2013). DOI: 10.1088/0067-0049/209/1/16.

- [8] J. L. Ballester, I. Alexeev, M. Collados, et al., *Space Sci. Rev.* **214**, 58 (2018). DOI: 10.1007/s11214-018-0485-6.
- [9] N. E. Molevich, S. Yu. Pichugin, D. S. Ryashchikov, D. I. Zavershinsky, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **45**(9), 267 (2018). DOI: 10.3103/S1068335618090038.
- [10] N. E. Molevich, S. Yu. Pichugin, D. S. Ryashchikov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **47**(1), 1 (2020).

Поступила в редакцию 11 апреля 2020 г.

После доработки 28 июня 2020 г.

Принята к публикации 29 июня 2020 г.