

УДК 533.951

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОНДЕНСАЦИОННОЙ МОДЫ В ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕМ СЛАБОИОНИЗИРОВАННОМ ГАЗЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

Получены линейные уравнения и дисперсионные соотношения, описывающие конденсационную моду в слабоионизированной плазме с тепловыделением, находящейся во внешнем магнитном поле. Найдены условия возникновения неустойчивости конденсационной моды ионной компоненты.

Ключевые слова: слабоионизированная плазма, тепловая неустойчивость, конденсационная мода.

Тепловые неустойчивости играют важную роль в образовании различных пространственно-временных структур в хромосфере и короне Солнца, межзвёздном газе и планетарных туманностях. В данных средах присутствуют неадиабатические процессы нагрева и охлаждения, связанные с радиационным охлаждением, химическими реакциями, и т.п. Ранее было показано [1], что в таких средах могут реализовываться три типа тепловых неустойчивостей: изоэнтропическая, изобарическая и изохорическая. Первая из них ответственна за усиление распространяющихся в среде акустических волн (акустическая мода). Изобарическая неустойчивость отвечает за рост конденсаций в среде (конденсационная мода), а изохорическая – за возникновение конвективных потоков. В некоторых средах, например, солнечной короне, помимо процессов тепловыделения присутствует внешнее магнитное поле, а сама среда является проводящей (плазма). Структура и свойства газодинамических возмущений в плазме описываются системой уравнений магнитной гидродинамики. В подобных средах могут распространяться магнитоакустические (МА) волны. Магнитное поле также будет оказывать влияние на развитие тепловых неустойчивостей в плазме. Для астрофизических приложений представляет интерес исследование МА волн и тепловой неустойчивости в

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.

частично ионизированной плазме [2–5]. При этом широко используется так называемая двухжидкостная модель, в которой плазма может быть представлена как смесь двух компонент – ионной и нейтральной, причем ионная компонента объединяет электроны и ионы [2]. В настоящей работе двухжидкостная модель используется для вывода линейных уравнений и дисперсионных соотношений, описывающих конденсационную неустойчивость в тепловыделяющей слабоионизованной плазме при произвольном направлении вектора индукции внешнего магнитного поля.

Система магнитогазодинамических уравнений для ионной компоненты в частично ионизованном газе с источником тепловыделения выглядит следующим образом [2, 5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \text{rot}[\vec{V}_i \times \vec{B}]; \text{div} \vec{B} = 0; \rho_i \left(\frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla \vec{V}_i \right) = -\nabla P_i - \rho_n \nu_{n,i} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) - \frac{1}{4\pi} \vec{B} \times \text{rot} \vec{B}; \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla(\rho_i \vec{V}_i) &= 0; C_{V\infty i} \rho_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla T_i \right) - \frac{k_B T_i}{m_i} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla \rho_i \right) = \\ &= -\rho_i W_i(\rho_i, T_i) + \nabla(K_i \nabla T_i); P_i = \frac{k_B T_i \rho_i}{m_i}. \end{aligned} \quad (1)$$

Эту систему необходимо дополнить газодинамическими уравнениями для нейтральной компоненты:

$$\begin{aligned} \rho_n \left(\frac{\partial \vec{V}_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla \vec{V}_n \right) &= -\nabla P_n - \rho_n \nu_{n,i} (\vec{V}_n - \vec{V}_i); \frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla(\rho_n \vec{V}_n) = 0; \\ C_{V\infty n} \rho_n \left(\frac{\partial T_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla T_n \right) &- \frac{k_B T_n}{m_n} \left(\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla \rho_n \right) = \\ &= -\rho_n W_n(\rho_n, T_n) + \nabla(K_n \nabla T_n); P_n = \frac{k_B T_n \rho_n}{m_n}. \end{aligned} \quad (2)$$

В (1)–(2) 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 соответственно ионной и нейтральной компоненты; m_i, m_n – средние молекулярные массы ионной и нейтральной компоненты, $\nu_{n,i}$ – частота нейтрально-ионных столкновений, причем $\nu_{n,i} = \Omega_{n,i} \rho_i (\Omega_{n,i} = \langle \sigma v \rangle) / (m_i + m_n)$ – константа скорости соударений на единицу массы; σ – сечение ионно-нейтральных столкновений; v – относительная

скорость между частицами ионной и нейтральной компоненты) K_i, K_n – коэффициенты теплопроводности; $W_i(\rho_i, T_i), W_n(\rho_n, T_n)$ – функции, описывающие тепловые потери для ионной и нейтральной компоненты, при этом $W(\rho, T) = L(\rho, T) - Q(\rho, T)$. При записи уравнений (1)–(2) пренебрегалось влиянием диссипативных процессов, обусловленных наличием вязкости и конечной проводимости, а также влиянием теплопередачи между нейтральной и ионной компонентами.

В настоящей работе проводятся исследования для случая слабоионизованной плазмы: $\rho_i/\rho_n \sim \epsilon \ll 1$. При этом будем решать уравнения (1)–(2), используя методы теории возмущений. Предполагаем, что в начальный момент среда не движется. Запишем следующие разложения:

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

$$T_i = T_{i0} + \tilde{T}_i, T_n = T_{n0} + \tilde{T}_n, P_i = P_{i0} + \tilde{P}_i, P_n = P_{n0} + \tilde{P}_n, \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{\tilde{B}}, \quad (3)$$

где $\tilde{\rho}_{i,n}/\rho_{i0,n0} \sim \tilde{T}_{i,n}/T_{i0,n0} \sim \tilde{P}_{i,n}/P_{i0,n0} \sim |\vec{\tilde{V}}_{i,n}|/c_{\infty i, \infty n} \sim |\vec{\tilde{B}}|/|\vec{B}_0| \sim \epsilon \ll 1, c_{\infty i}, c_{\infty n}$ – высокочастотные скорости звука (см. ниже).

Будем проводить исследования в декартовой системе координат x, y, z . При этом будем считать, что вектор индукции стационарного внешнего магнитного поля находится в плоскости x, z (т.е. $\vec{B}_0 = B_{x0}\vec{x}_0 + B_{z0}\vec{z}_0 = B_0 \sin \alpha \vec{x}_0 + B_0 \cos \alpha \vec{z}_0$, где B_0 – абсолютное значение вектора \vec{B}_0, α – угол наклона между стационарным магнитным полем и осью z, \vec{x}_0, \vec{z}_0 – единичные вектора). Мы будем исследовать поведение возмущений, распространяющихся 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. $W_i(\rho_{i0}, T_{i0}) = 0, W_n(\rho_{n0}, T_{n0}) = 0$). После подстановки (3) в уравнения (1)–(2) получаем, пренебрегая величинами второго порядка малости:

$$\frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial t^2} - c_a^2 \cos^2 \alpha \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} + \rho_{n0} \Omega_{n,i} \frac{\partial \tilde{B}_x}{\partial t} = \frac{B_{x0}}{\rho_{i0}} \left(\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} + \rho_{n0} \Omega_{n,i} \frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} \right), \quad (4)$$

$$\tau_i C_{V\infty i} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - c_{\infty i}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + \rho_{n0} \Omega_{n,i} \frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} \right] + C_{V0i} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - c_{0i}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + \rho_{n0} \Omega_{n,i} \frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} \right] -$$

$$- \frac{K_{i0} \tau_i}{\rho_{i0}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - \frac{k_B T_{i0}}{m_i} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + \rho_{n0} \Omega_{n,i} \frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} \right] = \frac{B_{x0}}{4\pi} \left[\tau_i C_{V\infty i} \frac{\partial^3 \tilde{B}_x}{\partial t \partial z^2} + C_{V0i} \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} - \frac{K_{i0} \tau_i}{\rho_{i0}} \frac{\partial^4 \tilde{B}_x}{\partial z^4} \right], \quad (5)$$

$$\tau_n C_{V\infty n} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - c_{\infty n}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} \right] + C_{V0n} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - c_{0n}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} \right] - \frac{K_{n0} \tau_n}{\rho_{n0}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - \frac{k_B T_{n0}}{m_n} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} \right] = 0, \quad (6)$$

где

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

Здесь величины $C_{P\infty i} = C_{V\infty i} + k_B/m_i$, $C_{P\infty n} = C_{V\infty n} + k_B/m_n$ – 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 [6–8]. Также введены обозначения для скоростей волн: $c_{\infty i}$, $c_{\infty n}$ – высокочастотные 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 $Q_{i0} = Q_i(\rho_{0i}, T_{0i})$, $Q_{n0} = Q_n(\rho_{0n}, T_{0n})$. В (5)–(6) $K_{n0} = K_n(T_n = T_{n0})$, $K_{i0} = K_{iP}(T_{i0}) \cos^2 \alpha + K_{iN}(T_{i0}) \sin^2 \alpha$, где K_{iP} , K_{iN} – коэффициенты теплопроводности ионной компоненты в направлениях, параллельном и перпендикулярном вектору магнитного поля, соответственно. Уравнение (6) описывает распространение возмущений в нейтральной компоненте слабоионизованной плазмы. Условия возникновения тепловых неустойчивостей в этой компоненте подробно исследованы [1, 7]. Уравнения (4), (5) описывают возмущения в ионной компоненте среды.

Подстановка в (4)–(5) выражений $\tilde{B}_x = \bar{B}_x \exp(-i\omega t + ikz)$ и $\tilde{\rho}_i = \bar{\rho}_i \exp(-i\omega t + ikz)$ позволяет получить следующее дисперсионное соотношение, описывающее как МА моды, так и конденсационную моду ионной компоненты:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\tilde{c}_i^2}{1 + i \frac{\rho_{n0} \Omega_{n,i}}{\omega}} \frac{c_a^2 \cos^2 \alpha - \frac{\omega^2}{k^2} \left(1 + i \frac{\rho_{n0} \Omega_{n,i}}{\omega} \right)}{c_a^2 - \frac{\omega^2}{k^2} \left(1 + i \frac{\rho_{n0} \Omega_{n,i}}{\omega} \right)},$$

$$\tilde{c}_i^2 = \frac{k_B T_{i0}}{m_i} \frac{C_{P0i} - i\omega\tau_i C_{P\infty i} + \frac{K_{i0}\tau_i k^2}{\rho_{i0}}}{C_{V0i} - i\omega\tau_i C_{V\infty i} + \frac{K_{i0}\tau_i k^2}{\rho_{0i}}}. \quad (7)$$

Для исследуемой в настоящей работе конденсационной моды ионной компоненты, для которой справедливо $\omega = in$, где n – временной декремент/инкремент, соотношение (7) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} n^2 + n\rho_{n0}\Omega_{n,i} &= \\ &= -k^2 \frac{k_B T_{i0}}{m_i} \frac{C_{P0i} + n\tau_i C_{P\infty i} + \frac{K_{i0}\tau_i k^2}{\rho_{i0}}}{C_{V0i} + n\tau_i C_{V\infty i} + \frac{K_{0i}\tau_i k^2}{\rho_{i0}}} \frac{k^2 c_a^2 \cos^2 \alpha + n^2 + n\rho_{n0}\Omega_{n,i}}{k^2 c_a^2 + n^2 + n\rho_{n0}\Omega_{n,i}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Далее подробно исследуем случай, когда вектор индукции магнитного поля \vec{B}_0 перпендикулярен оси z ($\alpha = \pi/2$, $\cos \alpha = 0$). Соотношение (8) при $\alpha = \pi/2$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \left(n^2 + n \frac{\nu_{n,i,0}}{\chi} + k^2 c_a^2 \right) \left(C_{V0i} + n\tau_i C_{V\infty i} + \frac{K_{i0}\tau_i k^2}{\rho_{i0}} \right) + \\ + \frac{k^2}{\gamma_\infty} c_{\infty i}^2 \left(C_{P0i} + n\tau_i C_{P\infty i} + \frac{K_{i0}\tau_i k^2}{\rho_{i0}} \right) = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\chi = \rho_{i0}/\rho_{n0}$, $\nu_{n,i,0} = \Omega_{n,i}\rho_{i0}$. Выражение (9) имеет гораздо более простой вид по сравнению с дисперсионным соотношением для конденсационной моды в слабоионизованной плазме, выведенным ранее в [5] для этого частного случая $\alpha = \pi/2$.

Используя (9), выясним, при каких условиях возникает неустойчивость конденсационной моды ионной компоненты. Для этого найдем значение $k^2 > 0$, при котором временной инкремент конденсационной моды равен нулю. Полагая в (9) $n = 0$, получаем:

$$k^2(n = 0) = - \left(C_{P0i} + C_{V0i}\gamma_\infty \frac{c_a^2}{c_{\infty i}^2} \right) / \frac{K_{i0}\tau_i}{\rho_{i0}} \left(1 + \gamma_\infty \frac{c_a^2}{c_{\infty i}^2} \right).$$

Находим отсюда условие возникновения неустойчивых возмущений ионной компоненты плазмы вдоль направления, перпендикулярного вектору индукции магнитного поля \vec{B}_0 :

$$C_{P0i} < -C_{V0i}\gamma_\infty \frac{c_a^2}{c_{\infty i}^2}. \quad (10)$$

При $C_{V0} > 0$ ($\partial W/\partial T > 0$) тепловая неустойчивость появляется только при отрицательных значениях C_{P0i} (изобарическая неустойчивость). При этом величина B_0 должна быть меньше значения $(-4\pi P_{i0} C_{P0i} / C_{V0i})^{1/2}$, т.е. возрастание индукции внешнего магнитного поля приводит к уменьшению и исчезновению (при $B_0^2 \geq -4\pi\gamma_{0i} P_{i0}$) пространственных неустойчивых возмущений ионной компоненты.

Нами были проведены расчеты зависимостей нормализованного временного инкремента конденсационной моды $n^* = n/(c_{\infty n} k_\rho)$ от величины нормализованного волнового числа $k^* = k/k_\rho$ при различных значениях $\nu_{n,i,0}$ и B_0 , где $k_\rho = m_i(\gamma_\infty - 1)(C_{V0i} - C_{P0i})/(k_B c_{\infty i} \tau_i)$. С этой целью решалось уравнение (9) при различных k и выбирался действительный корень, равный временному инкременту n неустойчивых возмущений ионной компоненты. Для определенности, расчеты проводились для тех же условий, при которых были проведены вычисления в разделе 3.2 работы [5]: $\chi = 0.01$, $\gamma_\infty = 5/3$, $m_i = m_n/2$, $k_T = m_i(\gamma_\infty - 1)C_{V0i}/(k_B c_{\infty i} \tau_i = k_\rho/2$ (или $C_{P0i} = -C_{V0i}$), $m_i(\gamma_\infty - 1)K_{i0}k_\rho/(k_B c_{\infty i} \rho_{i0}) = 0.01$, $T_{i0} = T_{n0}$. На рис. 1(а) представлены полученные нами зависимости n^* от k^* для трех значений нормализованной частоты нейтрально-ионных столкновений $\nu_{n,i,0}/(c_{\infty n} k_\rho)$. Полученная нами зависимость n^* от k^* при $\nu_{n,i,0}/(c_{\infty n} k_\rho) = 0.03$ (кривая 2 на рис. 1(а)) практически не отличается от соответствующей зависимости для ионной компоненты, рассчитанной в [5].

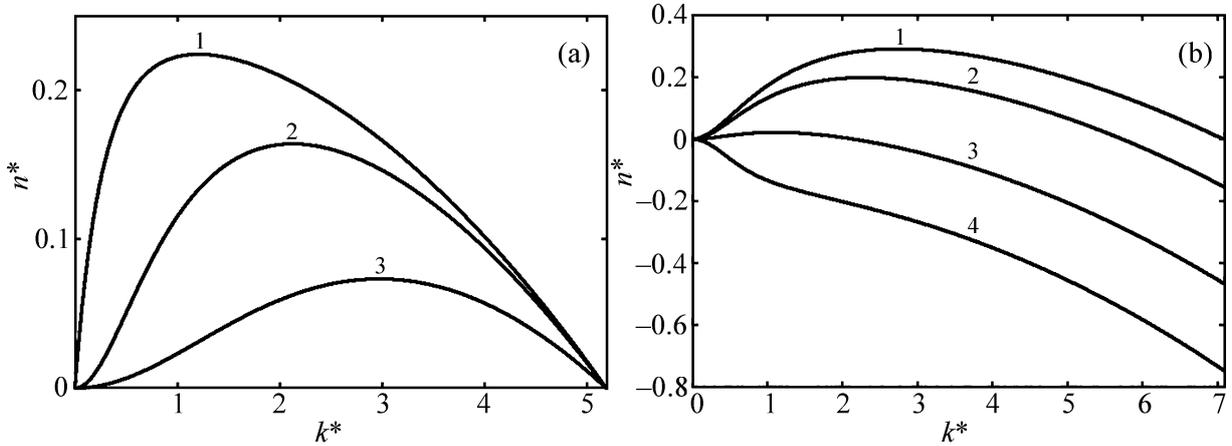


Рис. 1: Зависимость нормализованного инкремента конденсационной моды ионной компоненты от нормализованного волнового числа: (а) для $c_a/c_{\infty n} = 0.6$ при различных значениях частоты нейтрально-ионных столкновений $\nu_{n,i,0}/(c_{\infty n} k_\rho)$: 0 (кривая 1), 0.03 (2) и 0.3 (3); (б) для $\nu_{n,i,0}/(c_{\infty n} k_\rho) = 0.03$ при $c_a/c_{\infty n} = 0$ (кривая 1), $c_a/c_{\infty n} = 0.5$ (2), $c_a/c_{\infty n} = 1$ (3) и $c_a/c_{\infty n} = 1.5$ (4).

Из рис. 1(а) видно, что увеличение частоты нейтрально-ионных столкновений приводит к уменьшению временного инкремента конденсационной моды ионной компоненты, но не изменяет область неустойчивости. Увеличение магнитного поля на развитие конденсационной моды в ионной компоненте влияет по-другому. На рис. 1(б) приведены расчетные зависимости n^* от k^* при $\nu_{n,i,0}/(c_{\infty n} k_p) = 0.03$ для различных значений величины B_0 вектора индукции внешнего магнитного поля. Как видно из рис. 1(б), увеличение B_0 приводит к уменьшению как величины n , так и интервала значений k , при которых конденсационная мода ионной компоненты неустойчива ($n > 0$). Для исследуемых условий ($C_{P0i} = -C_{V0i}$, $\gamma_{0i} = -1$), как следует из (10), при $c_a/c_{\infty n} \leq 1.1$ всюду $n < 0$.

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование изобарической (конденсационной) неустойчивости в частично ионизированном тепловыделяющем газе, находящемся в магнитном поле. Были получены линейные уравнения, описывающие, в том числе, тепловую неустойчивость в слабоионизованной плазме, и найдено дисперсионное соотношение для конденсационной моды ионной компоненты при произвольном направлении вектора индукции внешнего магнитного поля. С использованием данного соотношения найдены условия возникновения неустойчивости конденсационной моды ионной компоненты.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013–2020 гг. и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проект № 3.1158.2017/ПЧ, и грантом РФФИ № 17-42-630224 р_а.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. B. Field, *Astrophysical Journal* **142**, 531 (1965).
- [2] T. V. Zagarashvili, M. L. Khodachenko, and H. O. Rucker, *Astron. & Astrophys.* **529**, A82 (2011).
- [3] R. Soler, M. Carbonell, and J. L. Ballester, *Astrophysical Journal. Supplement series* **209**, 16 (2013).
- [4] R. Soler, A. J. Diaz, J. L. Ballester, and M. Goossens, *Astron. & Astrophys.* **551**, A86 (2013).
- [5] T. Fukue and H. Kamaya, *Astrophysical Journal* **669**, 363 (2007).

- [6] N. E. Molevich, D. I. Zavershinsky, R. N. Galimov, and V. G. Makaryan, *Astrophysics and Space Science* **334**, 35 (2011).
- [7] N. E. Molevich, D. I. Zavershinskiy, and D. S. Ryashchikov, *Magnetohydrodynamics* **52**, 191 (2016).
- [8] N. E. Molevich, D. S. Ryashchikov, and D. I. Zavershinskiy, *Magnetohydrodynamics* **52**, 199 (2016).

Поступила в редакцию 26 июля 2017 г.