

К теории ширины линии ВРМБ в плазме с ионами двух сортов

К.Ю.Вагин, К.Н.Овчинников, В.П.Силин, С.А.Урюпин

Исследована зависимость ширины спектра ВРМБ в углерод-водородной плазме от ее параметров и интенсивности поля накачки. Показано, как посредством изменения концентрации углерода и степени неизотермичности плазмы можно изменять порог и спектральный состав ВРМБ. Физическая природа этих изменений связана с соответствующими изменениями затухания и спектра ионно-звуковых волн, раскачка которых вызывает развитие параметрической неустойчивости.

Ключевые слова: вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, спектральная ширина линии, плазма с ионами двух сортов.

ВРМБ является одной из основных параметрических неустойчивостей, возникающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой. В плазме с ионами одного сорта развитие такой неустойчивости сопровождается одновременным усилением как рассеянной волны, так и параметрически связанной с ней ионно-звуковой волны. В плазме с ионами двух сортов возможно существование двух слабозатухающих ионно-звуковых волн: быстрой, имеющей фазовую скорость больше тепловых скоростей ионов, и медленной, фазовая скорость которой меньше тепловой скорости легких ионов, но больше тепловой скорости тяжелых ионов [1–6]. Возможность существования двух типов волн может быть причиной соответствующего обогащения спектрального состава ВРМБ. Работы [7, 8] посвящены изучению спектров ионно-звуковых волн, возбуждаемых при ВРМБ в плазме с ионами двух сортов. В работе [9] наряду с дальнейшим исследованием данных спектров начато изучение вопроса о спектральной ширине линии ВРМБ в такой плазме. При этом была использована обычная для теории параметрических неустойчивостей частотная расстройка параметрического резонанса (см., напр., [10, 11]), которая и является причиной наличия конечной ширины линий возбуждаемых возмущений. Отметим, что в пренебрежении частотной расстройкой параметрического резонанса понятие ширины линии в теории отсутствует, а рассматривается только картина параметрической неустойчивости со вполне определенной частотой возбуждаемых возмущений (см., напр., [7, 8, 12]), что представляет собой неполную картину явления.

В отличие от работы [9], где на примере конкретных плазм C_5H_{12} и He_1N_{99} лишь продемонстрирована возможность изучения ширины ВРМБ-линии, в настоящей работе исследуется ширина линии ВРМБ при превышении порога параметрической неустойчивости на примере $C_7H_{1-\gamma}$ -плазмы с различными относительной концент-

рацией Y углерода и степенью неизотермичности, равной отношению температур электронов и ионов. Показано, как на спектральную ширину линии ВРМБ влияет интенсивность поля накачки, концентрация углерода и степень неизотермичности. Установлена связь изменения спектральной ширины линии ВРМБ с изменением декремента затухания тех волн ионного звука, которые определяют развитие ВРМБ. На примере плазмы C_5H_{12} рассмотрена зависимость ширины линии от степени неизотермичности. Установлено, что при малой степени неизотермичности ширина линии в основном определяется затуханием медленной ионно-звуковой волны, а при больших степенях неизотермичности, когда слабее затухает быстрая ионно-звуковая волна, именно последняя определяет спектральный состав сигнала ВРМБ.

Для исследования ВРМБ в плазме, состоящей из ионов двух сортов и электронов, воспользуемся следующим дисперсионным соотношением [10, 11]:

$$\frac{1}{1 + \delta\epsilon_i(\omega, k)} + \frac{1}{\delta\epsilon_e(\omega, k)} = \frac{k^2 |[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|^2}{4(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 [c^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 - (\omega - \omega_0)^2 \epsilon_{tr}(\omega - \omega_0, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0)]}, \quad (1)$$

где ω_0 и \mathbf{k}_0 – частота и волновой вектор падающей электромагнитной волны; $\omega_0 - \omega$ и $\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}$ – частота и волновой вектор рассеянной волны; ω и \mathbf{k} – частота и волновой вектор участвующей в ВРМБ звуковой моды; $\mathbf{v}_E = e\mathbf{E}_0/m_e\omega_0$ – скорость осциллирующий электрона в поле падающей волны E_0 ; e и m_e – заряд и масса электрона; $\delta\epsilon_e$ и $\delta\epsilon_i$ – электронная и ионная продольные диэлектрические проницаемости;

$$\epsilon_{tr}(\omega - \omega_0, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0) = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{(\omega - \omega_0)^2} \left(1 - i \frac{v_{ei}}{\omega - \omega_0} \right) \quad (2)$$

– поперечная диэлектрическая проницаемость; ω_{Le} – ленгмюровская частота электронов;

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi e^4 A}{3 m_e^2 v_{Te}^3} \sum_{\alpha=1,2} Z_\alpha^2 n_\alpha \quad (3)$$

– эффективная частота электрон-ионных столкновений в плазме с ионами двух сортов; Λ – кулоновский логарифм; Z_α и n_α – кратность ионизации и плотность ионов сорта α ; v_{Te} – тепловая скорость электронов.

С хорошей точностью волновой вектор рассеянной электромагнитной волны есть корень уравнения (см., напр., [10, 11])

$$(\omega - \omega_0)^2 \text{Re}[\varepsilon_{\text{tr}}(\omega - \omega_0, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0)] - c^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 = 0, \quad (4)$$

которое также является дисперсионным уравнением для рассеянной электромагнитной волны. Удержание в (4) малых величин порядка ω , например для рассеяния назад, соответствует учету малых поправок порядка отношения скорости звука к скорости света, малосущественных для определения волнового вектора. Однако даже возможные еще меньшие отклонения от резонансного условия (4) приводят к выявлению важных свойств частотного спектра ВРМБ без какого-либо значительного изменения волнового вектора. В этой связи, как обычно [10, 11], примем

$$(\omega - \omega_0)^2 \text{Re}[\varepsilon_{\text{tr}}(\omega - \omega_0, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0)] - c^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 = 2\omega_0 \Delta, \quad (5)$$

где Δ – частотная расстройка параметрического резонанса. При этом в нашем случае малое отношение Δ/ω определяется малым параметром

$$\eta_E = \frac{\gamma_E}{kv_{T1}} = 10^{-5} (XA_1)^{1/2} \frac{2k_0}{k} \left(\frac{\Lambda}{10} \right) \times \left(\frac{n_e}{10^{19} \text{см}^{-3}} \right)^2 \frac{\lambda^3}{T_e^2} \frac{Z_1^2 n_1 + Z_2^2 n_2}{Z_1 n_1 + Z_2 n_2}, \quad (6)$$

где

$$\gamma_E = v_{\text{ei}} \frac{\omega_{Le}^2}{2\omega_0^2}; \quad (7)$$

λ измерено в мкм, T_e – в кэВ; $v_{T\alpha}$ – тепловая скорость ионов сорта α ; $\lambda = 2\pi/k_0$ – длина волны поля накачки; $X = T_e/T_i$ – отношение температуры электронов T_e к температуре ионов T_i ; A_1 – атомный номер более легких ионов. Для типичных экспериментальных условий [13] в случае ВРМБ назад ($k \simeq 2k_0$) для плазмы C_5H_{12} при $X \simeq 3$, $A_1 = 1$, $Z_1 = 1$, $Z_2 = 6$, $T_e = 3$ кэВ, $n_e = 10^{21} \text{см}^{-3}$, $\lambda = 0.357$ мкм из формулы (7) следует, что $\eta_E \simeq 0.003$. В этом случае влияние частотной расстройки на волновой вектор будет характеризоваться величиной порядка 10^{-6} .

Исследуя развитие неустойчивости ВРМБ во времени, примем в (1) и (2), что $\omega \rightarrow \omega + i\gamma$. При этом далее будем считать инкремент ВРМБ-неустойчивости во времени γ малым по сравнению с частотой звука ω . Подчеркнем, что в (4) и (5), как и в последующие формулы, входит действительная частота ω .

Вводя обозначения

$$a(\omega, k) = \text{Re} \left[\frac{1}{1 + \delta\varepsilon_i(\omega, k)} + \frac{1}{\delta\varepsilon_e(\omega, k)} \right],$$

$$b(\omega, k) = \text{Im} \left[\frac{1}{1 + \delta\varepsilon_i(\omega, k)} + \frac{1}{\delta\varepsilon_e(\omega, k)} \right],$$

можно компактно записать следующую систему уравнений для определения инкремента и частотной расстройки:

$$a(\omega, k) - \gamma \frac{\partial b(\omega, k)}{\partial \omega} = - \frac{k^2 |[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|^2}{8\omega_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (\gamma + \gamma_E)^2}, \quad (8)$$

$$b(\omega, k) + \gamma \frac{\partial a(\omega, k)}{\partial \omega} = - \frac{k^2 |[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|^2}{8\omega_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2} \frac{\gamma + \gamma_E}{\Delta^2 + (\gamma + \gamma_E)^2}. \quad (9)$$

В нашем случае, когда диссипация звуковых волн является бесстолкновительной, выражения для диэлектрических проницаемостей, определяющих систему уравнений (8), (9), имеют вид [14]

$$\delta\varepsilon_i(\omega, k) = \sum_{\alpha=1,2} \delta\varepsilon_{\alpha}(\omega, k),$$

$$\delta\varepsilon_e(\omega, k) = \frac{1}{k^2 r_{De}^2} \left(1 + i\sqrt{\pi/2} \frac{\omega}{kv_{Te}} \right), \quad (10)$$

$$\delta\varepsilon_{\alpha}(\omega, k) = \frac{1}{k^2 r_{D\alpha}^2} \left[1 - \frac{\sqrt{2}\omega}{kv_{T\alpha}} F \left(\frac{\omega}{\sqrt{2}kv_{T\alpha}} \right) + i \frac{\sqrt{\pi/2}\omega}{kv_{T\alpha}} \exp \left(- \frac{\omega^2}{2k^2 v_{T\alpha}^2} \right) \right], \quad (11)$$

где r_{De} и $r_{D\alpha}$ – дебаевские радиусы электронов и ионов сорта α ; $F(x) = \exp(-x^2) \int_0^x dt \exp(t^2)$ – интеграл Дюсона.

Уравнения (8), (9) позволяют записать следующее выражение для частотной расстройки:

$$\Delta = (\gamma + \gamma_E) \frac{a(\omega, k) - \gamma \partial b(\omega, k) / \partial \omega}{b(\omega, k) + \gamma \partial a(\omega, k) / \partial \omega}. \quad (12)$$

Тогда для γ получаем уравнение

$$(\gamma + \gamma_E) \frac{[a(\omega, k) - \gamma \partial b(\omega, k) / \partial \omega]^2 + [b(\omega, k) + \gamma \partial a(\omega, k) / \partial \omega]^2}{b(\omega, k) + \gamma \partial a(\omega, k) / \partial \omega} = - \frac{k^2 |[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|^2}{8\omega_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2}. \quad (13)$$

Выражение (13) определяет зависимость от интенсивности волны накачки инкремента ВРМБ-неустойчивости, описывающего усиление во времени рассеянного излучения с частотой $\omega_0 - \omega$.

Для выяснения в дальнейшем влияния ионного состава плазмы на спектральные свойства ВРМБ в численных оценках и при построении графиков будем считать, что плотность электронов в рассматриваемых плазмах различного состава одинакова. Тогда с учетом свойства электронейтральности плазмы ($n_e = Z_1 n_1 + Z_2 n_2$) частоту электрон-ионных столкновений (3) удобно представить в виде

$$v_{\text{ei}} \equiv v_0 \frac{Z_1^2 n_1 + Z_2^2 n_2}{Z_1 n_1 + Z_2 n_2}, \quad (14)$$

где частота $v_0 = (4\sqrt{2}\pi/3)(e^4 \Lambda n_e)/(m_e^2 v_{Te}^3)$ не зависит от ионного состава плазмы, а определяется плотностью электронов. Частота v_0 соответствует частоте электрон-ионных столкновений в чисто водородной плазме. Учи-

тывая это, для удобства сравнительного описания влияния поля накачки на спектральную ширину линии ВРМБ в плазмах с различным содержанием ионов первого и второго сорта введем безразмерную интенсивность волны накачки

$$I = \frac{\omega_0 |\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E|^2}{v_0 4(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 v_{Te}^2}. \quad (15)$$

Такая интенсивность не зависит от ионного состава плазмы и позволяет использовать для сравнительного описания спектральных свойств ВРМБ в различных плазмах единую шкалу интенсивностей накачки. Удобно также ввести безразмерные частотную расстройку $\delta = \Delta/\gamma_E$, скорость звука $z = \omega/kv_{T1}$ и инкремент ВРМБ-неустойчивости $\eta = \gamma/kv_{T1}$. Тогда уравнение (13) может быть записано в виде

$$(\eta + \eta_E) \frac{[\Phi(z) + \eta d\Psi(z)/dz]^2 + [\Psi(z) - \eta d\Phi(z)/dz]^2}{\Psi(z) - \eta d\Phi(z)/dz} = I, \quad (16)$$

где

$$\Phi(z) = (\xi_1 + \xi_2) \left[1 + \frac{\Phi_1(z)}{X} \right];$$

$$\Psi(z) = (\xi_1 + \xi_2) \left[\left(\frac{\pi m_e}{2m_1} \right)^{1/2} \frac{z}{\sqrt{X}} + \frac{\Phi_2(z)}{X} \right];$$

$$\Phi_\alpha(z) = \frac{F_\alpha(z)}{F_1^2(z) + F_2^2(z)};$$

$$F_1(z) = \xi_1 [1 - \sqrt{2}zF(z/\sqrt{2})] + \xi_2 [1 - \sqrt{2}zuF(zu/\sqrt{2})];$$

$$F_2(z) = \sqrt{\pi/2}z [\xi_1 \exp(-z^2/2) + \xi_2 u \exp(-u^2z^2/2)];$$

$$\xi_1 = Z_1 \{1 + [Z_2 n_2 / (Z_1 n_1)]\}^{-1};$$

$$\xi_2 = Z_2 \{1 + [Z_1 n_1 / (Z_2 n_2)]\}^{-1}; \quad u = (m_2/m_1)^{1/2};$$

m_α – масса ионов сорта α . Теперь для частотной расстройки вместо (12) имеем выражение

$$\delta = \left(1 + \frac{\eta}{\eta_E} \right) \frac{\Phi(z) + \eta d\Psi(z)/dz}{\Psi(z) - \eta d\Phi(z)/dz}. \quad (17)$$

На границе области ВРМБ-неустойчивости в соответствии с традиционным подходом теории параметрических неустойчивостей [11] инкремент $\eta = 0$. При этом уравнение (16) принимает вид

$$I_b(z) = I, \quad (18)$$

где

$$I_b(z) = \frac{\Phi^2(z) + \Psi^2(z)}{\Psi(z)}. \quad (19)$$

Функцию $I_b(z)$ мы называем граничной интенсивностью. Смысл этого названия связан с тем, что уравнение (18) определяет интересующую нас спектральную ширину ВРМБ-линий при данной интенсивности волны накачки I . При этом очевидно, что вблизи границы линий инкре-

мент мал и в линейном по интенсивности накачки приближении уравнение (16) дает для него следующее чрезвычайно простое выражение:

$$\eta = \eta_E \left(\frac{I}{I_b(z)} - 1 \right). \quad (20)$$

Из формулы (20) видно, что для скоростей звука, удовлетворяющих условию $I_b(z) < I$, величина η положительна и возможно возбуждение как рассеянной, так и связанной с ней ионно-звуковой волны. Иными словами, уравнение (18) определяет ширину спектральной линии по ее основанию. Подчеркнем, что вдали от границ ВРМБ-неустойчивости зависимость инкремента от I может существенно отличаться от описываемой формулой (20). Однако для определения ширин линий по основанию это отличие несущественно. Минимальное значение функции $I_b(z)$, которое достигается для скорости звука $z = z_{th}$, определяет пороговую интенсивность I_{th} возбуждения ВРМБ-неустойчивости. Из формулы (20) видно, что при превышении порога ВРМБ-неустойчивости ($I > I_{th}$) именно пороговой скорости звука z_{th} соответствует максимальный при данном I инкремент, т. е. наиболее эффективно усиливается рассеянное излучение с частотным сдвигом, определяемым z_{th} .

С целью иллюстрации спектральных закономерностей ВРМБ при сравнительно небольшом превышении порога неустойчивости на рис. 1 для полностью ионизованных плазм различного состава приведены зависимости границы области ВРМБ-неустойчивости, спектральный размер которой определяет ширину ВРМБ-линии по основанию, от интенсивности накачки. Начнем обсуждение с чисто углеродной плазмы со степенью неизотермичности $X = 4$ и кратностью ионизации ионов углерода $Z_C = 6$. Кривая 1 соответствует такой плазме. Отметим, что безразмерная скорость звука измеряется в тепловых скоростях не существующего в такой плазме водорода. Это сделано в целях удобства сравнения зависимостей, полученных для чисто углеродной плазмы и для плазм, содержащих водород. Верхняя ветвь кривой 1, которую будем называть $z_{max}(I)$, определяет так называемую длинноволновую границу спектра ВРМБ, а нижняя ветвь $z_{min}(I)$ –

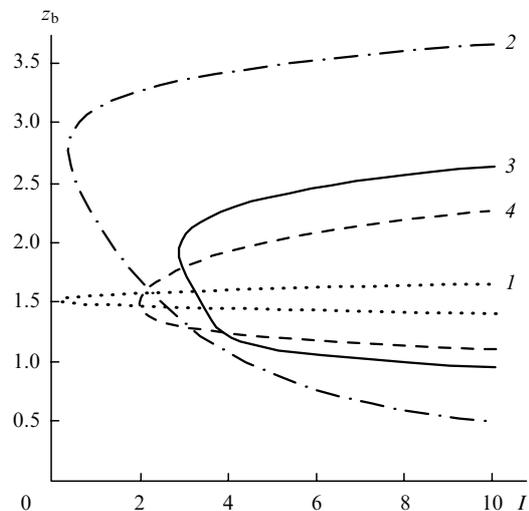


Рис.1. Зависимости границы области ВРМБ-неустойчивости z_b от интенсивности накачки I в плазмах различного состава: С (1), Н (2), C_5H_{12} (3) и СН (4).

коротковолновую. При этом на пороге ВРМБ $z_{\min}(I_{\text{th}}) = z_{\max}(I_{\text{th}}) = z_{\text{th}}$. Из рис.1 видно, что над порогом с увеличением интенсивности поля накачки ширина ВРМБ-линии по основанию $\Delta z(I) = z_{\max}(I) - z_{\min}(I)$ в углеродной плазме увеличивается весьма слабо и для четырехкратного превышения порога ($I = 4I_{\text{th}}$) оказывается много меньше самого частотного сдвига рассеянного излучения, составляя всего лишь $\sim 0.03z_{\text{th}}$. Поэтому в случае чисто углеродной плазмы можно говорить об узкой спектральной ВРМБ-линии с довольно точно определенной частотой $\omega_0 - \omega$ с частотным сдвигом $\omega = kv_{\text{TH}}z_{\text{th}}$, близким к частоте kv_{SC} обычного слабозатухающего ионного звука в углеродной плазме, где $v_{\text{SC}} = (Z_C k_B T_e / m_C)^{1/2}$ – скорость звука, а k_B – постоянная Больцмана. Это связано с тем тривиальным фактом, что декремент затухания ионного звука γ_s в углеродной плазме без накачки мал по сравнению с его частотой. Действительно, при $X = 4$ декремент γ_s полностью определяется затуханием Ландау на электронах и $\gamma_s / (kv_{\text{SC}}) = (\pi Z_C m_e / 8 m_C)^{1/2} \approx 0.01$, тогда как затухание звука на ионах пренебрежимо мало. Учет этого факта позволяет значительно упростить выражение (19). Предполагая также, что фазовая скорость участвующих в процессе вынужденного рассеяния звуковых волн превышает тепловую скорость ионов углерода, запишем уравнение (18) для границы области ВРМБ-неустойчивости в размерном виде:

$$\frac{(\omega^2 - k^2 v_{\text{SC}}^2)^2 + (2\gamma_s \omega)^2}{2\gamma_s \omega} = k^2 v_{\text{SC}}^2 \frac{\omega_0}{v_{\text{eC}}} \frac{|[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|^2}{4(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 v_{\text{Te}}^2}, \quad (21)$$

где v_{eC} – частота электрон-ионных столкновений в чисто углеродной плазме. Из уравнения (21) в линейном приближении по малому параметру $\gamma_s / (kv_{\text{SC}})$ находим хорошо известный в теории ВРМБ порог развития неустойчивости во времени [10]:

$$\frac{|[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|_{\text{th}}^2}{4(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 v_{\text{Te}}^2} = 2 \frac{\gamma_s}{kv_{\text{SC}}} \frac{v_{\text{eC}}}{\omega_0}, \quad (22)$$

который достигается для частоты $\omega_{\text{th}} \simeq kv_{\text{SC}}$, совпадающей в таком приближении с частотой слабозатухающего ионного звука. Для длинноволновой (коротковолновой) границы области ВРМБ-неустойчивости из (21) получаем

$$\omega_{\max(\min)} = kv_{\text{SC}} \pm \gamma_s (p - 1)^{1/2}, \quad (23)$$

где $p = |[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|_{\text{th}}^2 / |[\mathbf{k} - \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_E]|_{\text{th}}^2 \equiv I / I_{\text{th}}$ характеризует степень превышения порога ВРМБ-неустойчивости. Из (23) получаем простую формулу для спектральной ширины ВРМБ-линии по основанию:

$$\Delta\omega = \omega_{\max} - \omega_{\min} = 2\gamma_s (p - 1)^{1/2}. \quad (24)$$

Формула (24) показывает, что ширина ВРМБ-линии в плазме со слабозатухающим ионным звуком прямо пропорциональна декременту затухания этого звука и даже для сравнительно большого превышения порога ($p \gg 1$) оказывается много меньше частотного сдвига рассеянного излучения: $\Delta\omega \ll \omega_{\text{th}}$. При этом с увеличением интенсивности накачки ширина линии растет пропорциональ-

но квадратному корню из превышения пороговой интенсивности одинаково и равномерно как в длинноволновую, так и в коротковолновую часть спектра.

В целях сравнения на рис.1 приведена зависимость границы спектральной области ВРМБ-неустойчивости от интенсивности накачки для чисто водородной плазмы (кривая 2) при той же степени неизотермичности $X = 4$. Здесь мы снова видим зависимость ширины спектральной ВРМБ-линии от интенсивности накачки. В отличие от рассмотренного выше случая углеродной плазмы, в водородной плазме рассеянное излучение характеризуется весьма широкой линией. Действительно, при четырехкратном превышении порога ВРМБ в водородной плазме ширина спектральной линии по основанию составляет приблизительно половину пороговой частоты: $\Delta z \approx 0.5z_{\text{th}}$. Это обусловлено тем, что декремент ионного звука в водородной плазме при $X = 4$ значительно больше, чем в углеродной плазме, и составляет приблизительно 0.12 частоты звука [5]. С ростом интенсивности накачки I граница спектра ВРМБ z_{\min} весьма сильно смещается в коротковолновую область, тогда как длинноволновая граница спектра по основанию z_{\max} существенно меньше смещается в область больших длин волн. Такая асимметрия границы области неустойчивости обусловлена тем, что, в отличие от рассмотренной выше углеродной плазмы, в водородной плазме доминирующим является затухание Ландау на ионах, тогда как затухание Ландау на электронах пренебрежимо мало. Отношение декремента затухания Ландау на электронах к частоте звука не зависит от самой частоты звука, что и обеспечивает согласно (24) равномерное расширение с ростом интенсивности накачки области ВРМБ-неустойчивости в углеродной плазме как в длинноволновую, так и в коротковолновую часть спектра. Напротив, отношение декремента затухания Ландау на ионах к частоте звука зависит от самой частоты звука и приводит к тому, что в водородной плазме коротковолновая (z_{\min}) и длинноволновая (z_{\max}) границы области ВРМБ-неустойчивости по-разному зависят от I .

Рассмотрим, как видоизменяется граница области ВРМБ-неустойчивости в полностью ионизированной плазме, состоящей из ионов водорода и углерода с кратностью ионизации $Z_C = 6$. Кривой 3 на рис.1 показана граница области ВРМБ-неустойчивости при той же степени неизотермичности $X = 4$ для плазмы C_5H_{12} , в которой температуры ионов углерода и водорода считаются одинаковыми. Видно, что при незначительном превышении порога ВРМБ спектральная ширина линии по основанию в C_5H_{12} -плазме сильно увеличивается преимущественно в коротковолновую область. При интенсивности накачки $I \approx 1.5I_{\text{th}}$ ширина линии по основанию составляет уже более половины частотного сдвига рассеянной волны. При дальнейшем увеличении интенсивности накачки ширина ВРМБ-линии Δz увеличивается довольно мало и линия одинаково равномерно расширяется как в коротковолновую, так и в длинноволновую область спектра. В этой области интенсивностей накачки ВРМБ-линия в C_5H_{12} -плазме приблизительно вдвое уже аналогичной линии в водородной плазме, но ее ширина более чем в 6 раз превышает ширину линии в углеродной плазме. Кривая 4 соответствует СН-плазме с $X = 4$. Зависимость ширины линии в СН-плазме от I подобна таковой для C_5H_{12} -плазмы. Подчеркнем, что рост концентрации углерода ведет к уменьшению ширины линии ВРМБ при

некотором превышении порога неустойчивости. Отметим, что для C_5H_{12} - и CH -плазм, так же как и в случае чисто водородной плазмы, доминирует затухание звука, обусловленное затуханием Ландау на ионах.

Из рис. 1 видно, что минимальный порог возбуждения ВРМБ-неустойчивости реализуется в чисто углеродной плазме, затем в порядке возрастания интенсивности I_{th} следуют H -, CH - и C_5H_{12} -плазмы. Причину такой зависимости пороговой интенсивности накачки I_{th} от ионного состава плазмы поясним с помощью рис. 2, а и результатов работы [5]. На рис. 2, а приведена зависимость I_{th} от относительной концентрации $Y = n_C / (n_H + n_C)$ ионов углерода в углерод-водородной плазме при той же степени неизотермичности $X = 4$, что и для рис. 1. Значению $Y = 0$ соответствует чисто водородная плазма, тогда как $Y = 1$ отвечает чисто углеродной плазме. Для плазм с малой примесью углерода ($Y \ll 1$) порог ВРМБ невелик и линейно возрастает с увеличением концентрации углерода. С дальнейшим увеличением Y рост I_{th} замедляется и $I_{th}(Y)$ достигает своего максимума при $Y_{max} \approx 0.31$. Отметим, что C_5H_{12} -плазме соответствует весьма близкая к Y_{max} концентрация $Y \approx 0.294$. Таким образом, при $X = 4$ именно в плазме C_5H_{12} порог ВРМБ близок к максимальному. При дальнейшем росте Y интенсивность I_{th} монотонно уменьшается, достигая своего минимума для чисто углеродной плазмы. Для возбуждения ВРМБ-неустойчивости поле накачки должно полностью компенсировать затухание участвующих в процессе рассеяния ионно-звуковых волн. Пороговая интенсивность I_{th} и отвечает такой полной компенсации затухания ионно-звуковой волны со скоростью z_{th} . При этом, очевидно, чем больше затухание соответствующей ионно-звуковой волны, тем большее поле накачки необходимо для его подавления. Это видно, например, из формулы (22) для чисто углеродной плазмы. В работе [5] приведена реализующаяся в отсутствие поля накачки зависимость отношения декремента затухания ионного звука к его частоте от относительной концентрации составляющих плазму ионов водорода и углерода. Вид этой зависимости полностью подобен кривой, приведенной на рис. 2, а. Такое

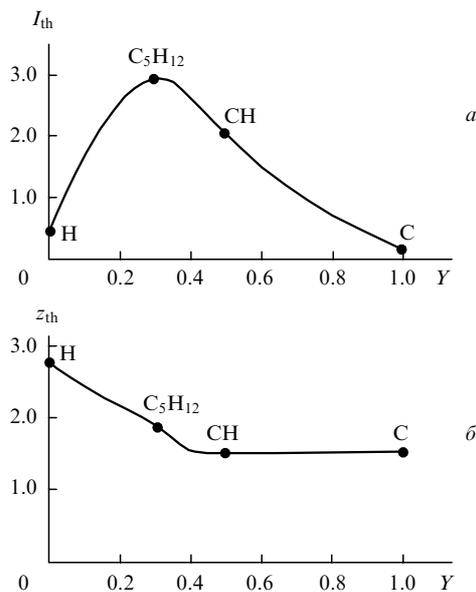


Рис. 2. Зависимости порога ВРМБ-неустойчивости I_{th} (а) и пороговой скорости звука z_{th} (б) в углерод-водородной плазме от относительной концентрации ионов углерода Y .

подобие обусловлено тем, что чем больше отношение декремента затухания звука к его частоте, тем выше порог ВРМБ-неустойчивости.

На рис. 2, б показана зависимость пороговой скорости звука z_{th} от относительной концентрации Y ионов углерода в углерод-водородной плазме при $X = 4$. Напомним, что именно z_{th} отвечает максимальному значению инкремента (20) и определяет частотный сдвиг наиболее эффективно усиливающейся во времени рассеянной волны. Из рис. 2, б видно, что для углерод-водородных плазм с относительной концентрацией углерода, лежащей в области $0 \leq Y < 0.4$, пороговая скорость звука z_{th} монотонно уменьшается с ростом Y . В области $0.4 < Y \leq 1$ такое уменьшение прекращается и z_{th} практически не зависит от Y и определяется пороговой скоростью звука в чисто углеродной плазме.

Формула (24) указывает на то, что при превышении порога ВРМБ-неустойчивости ширина линии по основанию определяется при заданном γ_s не абсолютным значением интенсивности поля накачки, а ее превышением над порогом. На рис. 3 представлена зависимость отношения ширины ВРМБ-линии по основанию к пороговой скорости звука $\Delta z / z_{th}$ от параметра p для C -, H -, C_5H_{12} - и CH -плазм. Видно, что при одинаковом превышении порога ВРМБ-неустойчивости в указанных плазмах самое малое отношение $\Delta z / z_{th}$ имеет место в чисто углеродной плазме, затем в порядке увеличения $\Delta z / z_{th}$ следуют H -, CH - и C_5H_{12} -плазмы. Такая зависимость $\Delta z / z_{th}$ от ионного состава плазмы означает, что при одинаковом p относительная ширина ВРМБ-линии по основанию $\Delta z / z_{th}$ определяется, подобно I_{th} , отношением декремента ионного звука к его частоте и больше в той плазме, в которой ионный звук затухает сильнее [5]. Таким образом, при заданном p ширина ВРМБ-линии полностью определяется диссипативными свойствами конкретной плазмы, а именно декрементом затухания звуковой моды. Следует подчеркнуть, что кривые на рис. 3 имеют качественный характер. Поскольку пороги ВРМБ-неустойчивости I_{th} в плазмах различного ионного состава различны (см. рис. 2, а), то одинаковым p в разных плазмах соответствуют разные интенсивности накачки.

Обсудим, как влияет степень неизотермичности плазмы X на зависимость границы области ВРМБ-неустойчивости от интенсивности накачки. С этой целью напомним, что в плазме, состоящей из двух сортов ионов, возможно существование двух различных слабозатухающих ионно-звуковых волн: быстрой и медленной [5, 6]. В част-

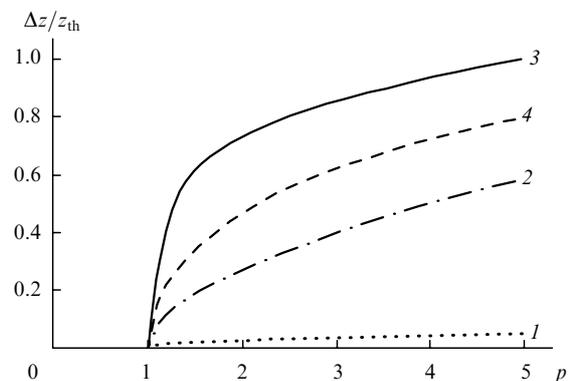


Рис. 3. Зависимости относительной ширины ВРМБ-линии $\Delta z / z_{th}$ от параметра p для плазм того же ионного состава, что и на рис. 1: 1: C (1), H (2), C_5H_{12} (3) и CH (4).

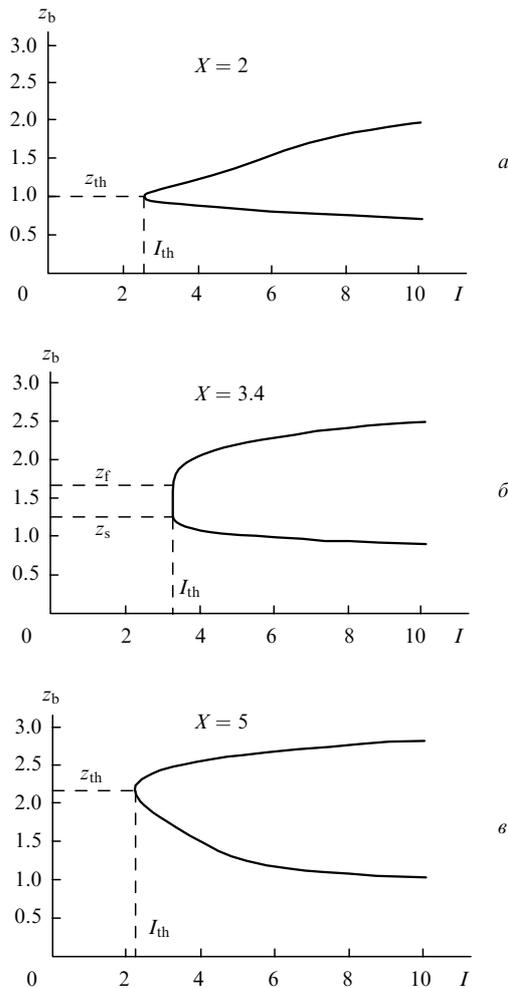


Рис.4. Зависимости границы области ВРМБ-неустойчивости z_b от интенсивности накачки I в C_5H_{12} -плазме при различных степенях неизотермичности X .

ности, в плазме C_5H_{12} для не очень больших по сравнению с единицей степеней неизотермичности X слабее затухает медленная волна со звуковой скоростью, меньшей тепловой скорости легких ионов или сравнимой с ней, но большей тепловой скорости тяжелых ионов; напротив, при больших X слабее затухает быстрая волна [6]. Эти сведения необходимы для интерпретации зависимостей, представленных на рис.4.

На рис.4,а приведена зависимость границы области ВРМБ-неустойчивости от интенсивности накачки в C_5H_{12} -плазме с $Z_C = 6$ при $X = 2$. Согласно [6] при таком X наименьшее затухание имеет медленная звуковая мода. Именно при подавлении этого затухания и достигается порог ВРМБ-неустойчивости I_{th} . При его превышении наиболее эффективно усиливается рассеянное излучение с частотным сдвигом, определяемым скоростью звука z_{th} медленной моды. При незначительном превышении пороговой интенсивности I_{th} ширина ВРМБ-линии по основанию увеличивается с ростом I одинаково и равномерно как в длинноволновую, так и в коротковолновую часть спектра. Для интенсивностей накачки, приблизительно вдвое превышающих I_{th} , симметрия коротковолновой и длинноволновой границ области неустойчивости нарушается и преобладает расширение в длинноволновую часть спектра. Указанная асимметрия границы области неустойчивости обусловлена тем, что

поля накачки оказываются достаточными для подавления относительно большого при малых X затухания быстрого ионного звука и приводят к усилению рассеянного излучения с частотным сдвигом, определяемым частотой быстрых ионно-звуковых волн. При еще большем превышении порога I_{th} увеличение спектральной ширины линии по основанию с ростом интенсивности накачки замедляется, а указанная асимметрия границы области неустойчивости становится более слабой.

Еще одна зависимость границы области ВРМБ-неустойчивости от интенсивности накачки приведена на рис.4,б для той же C_5H_{12} -плазмы, но при большей степени неизотермичности $X \approx 3.4$. Эта зависимость соответствует возбуждению ВРМБ-неустойчивости при $I \approx I_{th}$ в широком интервале скоростей звука $z_s \leq z \leq z_f$. Такая особенность границы ВРМБ-неустойчивости связана с тем, что при $X \approx 3.4$ затухание быстрой звуковой моды становится таким же, как и затухание медленной моды. Поэтому для подавления затухания обеих мод (быстрой со скоростью z_f и медленной со скоростью z_s) необходима одна и та же пороговая интенсивность накачки I_{th} . Уже при незначительном (всего на несколько процентов) превышении пороговой интенсивности I_{th} ширина области ВРМБ-неустойчивости становится очень большой и сравнимой с z_f и z_s . Подобно кривой 3 на рис.1, такая зависимость спектральной ширины ВРМБ-линии от I означает, что в спектре рассеянного излучения будет наблюдаться широкая полоса, сравнимая с самим частотным сдвигом. Важная спектральная особенность ВРМБ, рассмотренная здесь, заключается в том, что в интервале $z_s \leq z \leq z_f$ граничная интенсивность $I_b(z)$ почти не изменяется и близка к I_{th} , т.е. согласно (20) амплитуда рассеянного излучения в указанном интервале частот будет нарастать во времени с одним и тем же инкрементом. При большем превышении порога I_{th} ширина области ВРМБ-неустойчивости увеличивается с дальнейшим ростом поля накачки весьма слабо.

На рис.4,в показана граница области ВРМБ-неустойчивости в той же C_5H_{12} -плазме при еще большей степени неизотермичности $X = 5$. В данном случае порог ВРМБ связан с быстрой ионно-звуковой модой, обладающей меньшим декрементом затухания по сравнению с медленной модой [6]. При незначительном превышении I_{th} ширина линии по основанию с ростом поля увеличивается больше, чем на рис.4,а. Это позволяет говорить о том, что в условиях, когда ВРМБ в плазме, состоящей из ионов двух сортов, связано с раскачкой быстрых ионно-звуковых волн, в спектре рассеянного излучения будет наблюдаться более широкая линия, чем в тех условиях, когда вынужденное рассеяние связано с раскачкой медленных ионно-звуковых волн. На рис.4,в видно, что при еще большем превышении I_{th} область ВРМБ-неустойчивости весьма сильно расширяется в основном в коротковолновую часть спектра. Это означает, что такие поля накачки компенсируют относительно сильное при больших X затухание медленного звука и приводят к усилению рассеянного излучения с частотным сдвигом, соответствующим медленной звуковой моде. При дальнейшем росте I ширина ВРМБ-линии увеличивается сравнительно мало.

Подводя итог обсуждению рис.4, отметим, что в плазме, состоящей из ионов двух сортов, в области не больших по сравнению с единицей значений степени неизотермичности, когда порог ВРМБ-неустойчивости от-

вечает подавлению более слабого затухания медленной звуковой моды и частотный сдвиг рассеянного излучения определяется частотой звука этой моды, с ростом интенсивности накачки ВРМБ-линия расширяется преимущественно в длинноволновую часть спектра. Наоборот, при больших степенях неизотермичности, когда порог ВРМБ связан с раскачкой быстрой ионно-звуковой волны и наиболее эффективно усиливается рассеянное излучение с частотой, сдвинутой на частоту быстрой моды, увеличение интенсивности накачки приводит к тому, что ВРМБ-линия расширяется преимущественно в коротковолновую часть спектра.

Таким образом, исследованы зависимости ширины линии и порога ВРМБ от интенсивности накачки и состава углерод-водородной плазмы. Показано, как, изменяя концентрацию углерода или степень неизотермичности плазмы, можно влиять на спектральный состав ВРМБ. Рассмотрение выполнено для $C_7H_{1-\gamma}$ -плазмы, часто используемой в экспериментах по программе управляемого лазерного синтеза. Однако установленные при этом закономерности совместно с выявленными ранее для He_1H_{99} -плазмы [9] позволяют видеть перспективу того, в какой мере можно изменять диапазон частот, ширину линии и порог ВРМБ посредством изменения материала мишени и степени нагрева плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-16047) и CRDF (грант RP1-2268), а также Программы «Ведущие научные школы».

1. Hirose A., Alexeff I., Jones W.D. *Phys. Fluids*, **13**, 1290 (1970).
2. Fried B.D., White R.B., Samec T.K. *Phys. Fluids*, **14**, 2388 (1971).
3. Пасечник Л.Л., Семенов В.Ф. *ЖТФ*, **43**, 1071 (1973).
4. Gledhill I.M.A., Hellberg M.A. *J. Plasma Phys.*, **36**, 75 (1986).
5. Vu H.X., Wallace J.M., Bezzerides B. *Phys. Plasmas*, **1**, 3542 (1994).
6. Williams E.A., Berger R.L., Drake R.P., Rubenchik A.M., Baker B.S., Meyerhofer D.D., Gaeris A.C., Johnston T.W. *Phys. Plasmas*, **2**, 129 (1995).
7. Vu H.X., Wallace J.M., Bezzerides B. *Phys. Plasmas*, **2**, 1682 (1995).
8. Kuzora I.V., Kozlov M.V., McKinstrie C.J., Ovchinnikov K.N., Silin V.P., Uryupin S.A., Vagin K.Yu. *Phys. Lett. A*, **284**, 194 (2001).
9. Kuzora I.V., Kozlov M.V., McKinstrie C.J., Ovchinnikov K.N., Silin V.P., Uryupin S.A., Vagin K.Yu. *Phys. Lett. A*, **296**, 54 (2002).
10. Горбунов Л.М. *ЖЭТФ*, **55**, 2298 (1968).
11. Силин В.П. *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму* (М.: Наука, 1973, с. 147).
12. Вагин К.Ю., Кузора И.В., Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А., МакКинстри К.Дж., Козлов М.В. *ЖЭТФ*, **121**, 47 (2002).
13. Fernandez J.C., Cobble J.A., Faiber B.H., Hsing W.W., Rose H.A., Wilde B.H., Bradley K.S., Gobby P.L., Kirkwood R., Kornblum H.N., Montgomery D.S., Wilke M.D. *Phys. Rev. E*, **53**, 2747 (1996).
14. Силин В.П., Рухадзе А.А. *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред* (М.: Госатомиздат, 1961).