

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА В ПЛАЗМЕ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

К. Ю. Вагин, В. П. Силин**, С. А. Урюпин*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 июня 1999 г.

В условиях, когда для описания ионно-звуковых возмущений плотности электронов можно использовать уравнения двухтемпературной гидродинамики, в рамках представлений о параметрической неустойчивости развита теория вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) в плазме с ионно-звуковой турбулентностью. Найдены временной инкремент абсолютной неустойчивости и коэффициент пространственного усиления рассеянной волны. Дано описание зависимости пороговой плотности потока излучения от угла между волновым вектором рассеяния и направлением анизотропии турбулентных шумов. В плазме с высоким уровнем турбулентных шумов предсказано новое явление запрета ВРМБ, обусловленное аномальным турбулентным нагревом ионов.

PACS: 42.65.Es, 52.35.Fp, Nx, Qz, Ra, 52.40.Nk

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению явления вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна посвящено большое число как экспериментальных (см., например, [1–5]), так и теоретических [6–9] работ. В общем случае теоретическое описание этого явления базируется на совместном рассмотрении уравнений для полей падающей и рассеянной волн и уравнения для возмущения плотности электронов, создаваемого полем звуковой волны. Наиболее детально эти уравнения изучены в ламинарной плазме, когда процессы рассеяния электронов и ионов определяются парными столкновениями заряженных частиц. Обычно различают два режима ВРМБ. В одном из них возмущение плотности электронов определяется пондеромоторным воздействием билинейной комбинации полей падающей и рассеянной волн. В другом возмущение плотности обусловлено конкуренцией двух физических явлений: неоднородного нагрева электронов при электрон-ионных столкновениях в полях падающей и рассеянной волн и электронного теплопереноса. В таком случае говорят о тепловом механизме ВРМБ. При этом возмущение плотности электро-

нов существенно зависит от своеобразия переноса тепла в том или ином состоянии плазмы. Теория теплового ВРМБ наиболее детально разработана в тех условиях, когда длины свободного пробега электронов настолько малы по сравнению с длиной волны ионно-звуковых волн, что для описания переноса тепла можно использовать классическую теорию переноса тепла [10]. Сравнительно недавно теория ВРМБ получила развитие в условиях нелокального электронного переноса тепла в ламинарной плазме [11–13]. Установленная теоретически существенная зависимость теплового ВРМБ от определяющих теплоперенос особенностей рассеяния электронов привела к обнаружению качественно новых закономерностей рассеяния в плазме с ионно-звуковой турбулентностью [14]. В такой плазме закономерности электронного переноса тепла в значительной мере определяются рассеянием электронов на ионно-звуковых колебаниях плотности заряда. В [14] дана теория ВРМБ в случае достаточно больших углов рассеяния θ_0 , когда нарушено условие

$$4Zk_0^2 l_i l_{ei} \sin^2(\theta_0/2) \ll 1, \quad (1.1)$$

где Z — кратность ионизации ионов, k_0 — волновое число основной волны, l_i и l_{ei} — длины свободного пробега электронов при рассеянии на ион-

*E-mail: vagin@sci.lebedev.ru

**E-mail: silin@sci.lpi.ac.ru

но-звуковых колебаниях плотности заряда и ионах. В условиях, когда выполняется неравенство обратное (1.1), корректное описание рассеяния достигается с использованием представлений о нелокальном переносе тепла в турбулентной плазме.

Вместе с тем представляет интерес рассеяние на небольшие углы, когда выполнено условие (1.1). Теория ВРМБ на небольшие углы дана в настоящем сообщении. Такая теория существенно отличается от изложенной в [14], во-первых, возможностью использовать детально разработанную теорию локального переноса в турбулентной плазме, а во-вторых, возможностью самосогласованно учитывать изменение турбулентных шумов из-за длинноволновых ионно-звуковых возмущений температур и плотностей частиц плазмы. Последнее, в частности, позволило не только дать последовательное описание ВРМБ как параметрической неустойчивости, но и выявить условия его запрета из-за аномально эффективного турбулентного нагрева ионов. При рассеянии изменение частоты $\Delta\omega$ определяется частотой звука ω_s ,

$$\Delta\omega = \omega_s = 2k_0 v_s \sin \frac{\theta_0}{2}, \quad (1.2)$$

где v_s — скорость звука. Поскольку обычно $4Zk_0^2 l_t l_{ei} > 1$, то из (1.2) и неравенства (1.1) следует ограничение на величину относительного изменения частоты:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll \sqrt{\frac{m}{m_i}} \frac{v_{ei}}{\omega_0} \sqrt{\frac{l_{ei}}{l_t}} \ll 1, \quad (1.3)$$

где ω_0 — частота волны накачки, m и m_i — массы соответственно электрона и иона, v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений. Неравенство (1.3) означает, что для экспериментального наблюдения рассеяния на малые углы необходимо использовать лазеры с достаточно малой шириной линии излучения. Вместе с тем, в силу неравенства $l_t \ll l_{ei}$ реализовать условия (1.1) и (1.3) в турбулентной плазме проще, чем аналогичные условия в ламинарной плазме. Тем самым ограничение на рассматриваемый далее диапазон углов рассеяния в турбулентной плазме оказывается менее жестким, чем в ламинарной.

Во втором разделе приведены необходимые сведения о гидродинамических уравнениях турбулентной плазмы, находящейся в высокочастотном электромагнитном поле. Основываясь на этих уравнениях, в третьем разделе дано описание затухания ионно-звуковых колебаний, имеющих длины волн много большие характерных масштабов турбулентных флуктуаций плотности заряда. Для плазмы без высокочастотного поля указаны условия, в ко-

торых благодаря относительно большому затуханию на ионах, звуковые возмущения гидродинамических величин не приводят к развитию неустойчивости. Явление ВРМБ рассматривается в четвертом разделе. Описание рассеяния в пределе (1.1) достигается с помощью уравнений поля, дополненной системой гидродинамических уравнений, позволяющих найти возмущения плотности электронов в плазме с ионно-звуковой турбулентностью. При этом обсуждаются условия, в которых как квазистационарный спектр турбулентности, так и электронные потоки успевают устанавливаться за характерное время изменения ионно-звуковых возмущений плотности. В этих условиях дано последовательное описание ВРМБ, когда подавлено развитие гидродинамической неустойчивости турбулентной плазмы. Найдена зависимость отвечающей порогу ВРМБ плотности потока излучения от угла θ между волновым вектором рассеяния и осью анизотропии турбулентных шумов. Дано описание зависимости порога ВРМБ от степени неизотермичности плазмы и от вида распределения турбулентных шумов в пространстве волновых векторов. Показано, что в плазме с высоким уровнем турбулентных шумов существуют направления, вдоль которых ВРМБ запрещено. Это качественно новое явление запрета ВРМБ возникает благодаря аномально эффективному турбулентному нагреву ионов. Установлен коэффициент пространственного усиления рассеянной волны. В пятом разделе приведены оценки, демонстрирующие возможность экспериментального наблюдения ВРМБ на малые углы.

2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Рассмотрим неизотермическую плазму с ионно-звуковой турбулентностью в высокочастотном поле вида

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}, \quad (2.1)$$

где функция $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ слабо изменяется во времени за период поля $2\pi/\omega_0$. Основную частоту будем считать много большей плазменной частоты электронов ω_{Le} . Это позволяет пренебречь влиянием низкочастотных турбулентных флуктуаций плотности заряда на быстропеременное движение электронов с частотой ω_0 (см., например, [15]). Вместе с тем, медленные макроскопические движения электронов и ионов в значительной мере определяются ионно-звуковой турбулентностью, и для их описания воспользуемся системой гидродинамических уравнений для плотности электронов n , скорости движе-

ния плазмы \mathbf{u} , температур электронов T и ионов T_i [16–18]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{u}) = 0, \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) u_k &= -\frac{Z}{nm_i} \frac{\partial}{\partial r_k} p + \\ \frac{Z\eta}{nm_i} \left(\Delta u_k + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r_k} \operatorname{div} \mathbf{u}\right) &- \frac{Ze^2}{4nm\omega_0^2} \times \\ \times \left\{ n \frac{\partial}{\partial r_k} |\mathbf{E}|^2 - \frac{\partial}{\partial r_j} [n(E_k E_j^* + E_k^* E_j)] \right\}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) \left(T + \frac{e^2}{6k_B m \omega_0^2} |\mathbf{E}|^2\right) &+ \frac{2}{3nk_B} \operatorname{div} \mathbf{q} \times \\ \times \frac{2}{3} T \operatorname{div} \mathbf{u} &= \nu_{ei} \frac{e^2}{3k_B m \omega_0^2} |\mathbf{E}|^2 - \nu_T T, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) T_i + \frac{2}{3} T_i \operatorname{div} \mathbf{u} = Z\nu_T T. \quad (2.5)$$

В этих уравнениях e — заряд электрона, $\eta = nk_B T_i / Z\nu_{ii}$ — коэффициент вязкости, k_B — постоянная Больцмана, ν_{ii} — частота ион-ионных столкновений, $p = nk_B T + nk_B T_i / Z$ — давление,

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi} Z \Lambda e^4 n}{\sqrt{m} (k_B T)^{3/2}} \quad (2.6)$$

— частота электрон-ионных столкновений, Λ — кулоновский логарифм, ν_T — турбулентная частота релаксации температуры, \mathbf{q} — тепловой поток электронов. Уравнения (2.2)–(2.5) записаны в предположении, что плотность электрического тока \mathbf{j} равна нулю и выполнено условие электронейтральности $n = Zn_i$, где n_i — плотность ионов. Условие $\mathbf{j} = 0$ часто используется при рассмотрении гидродинамики лазерной плазмы. В том случае, когда квазистационарное состояние ионно-звуковой турбулентности устанавливается из-за конкуренции черенковского излучения волн электронами и индуцированного рассеяния волн на тепловых ионах, явный вид теплового потока \mathbf{q} в (2.4) и турбулентной частоты ν_T в (2.4), (2.5) зависит от соотношения между возбуждающей турбулентностью плотностью силы \mathbf{R} (П.1) и величиной [19, 20]

$$R_{NL} = \frac{1}{6\pi} mn\nu_s \omega_{Li} \frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2}, \quad (2.7)$$

где $\nu_s = \omega_{Li} r_{De}$ — скорость звука, $r_{De(i)}$ — дебаевский радиус электронов (ионов), ω_{Li} — ленгмюровская частота ионов. С помощью условия отсутствия тока $\mathbf{j} = 0$ и соотношений (П.2), (П.4), исключаем из \mathbf{R} (П.1) неизвестное квазистационарное электрическое поле. В этом случае плотность силы \mathbf{R} и

градиент температуры электронов ∇T направлены вдоль единичного вектора $\mathbf{n} = \nabla T / |\nabla T|$. При этом из (П.5) для $R \gg R_{NL}$ находим

$$R = \frac{3}{2} p |\nabla \ln T|, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{q} = -\frac{128}{3\pi} \beta_{\parallel} p v_s \sqrt{\frac{R}{R_{NL}}} \mathbf{n} \equiv -n\mathbf{q}, \quad (2.9)$$

где $\beta_{\parallel} = 0.25$. Если $R \ll R_{NL}$, то тепловой поток (П.3) имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= -p v_s \left\{ \frac{25}{4} \times \right. \\ &\times \left. \left(1 - \beta_{\parallel}(\alpha) + \frac{\alpha}{12}\right) + \frac{128}{3\pi} \beta_{\parallel}(\alpha) \right\} \mathbf{n} \equiv -n\mathbf{q}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

где $\beta_{\parallel}(\alpha) = \beta_{\parallel} + C_{\beta} \alpha$, $\beta_{\parallel} = 0.177$, $C_{\beta} = 0.062$, а α — малый параметр,

$$\alpha = \frac{\ln 2}{\ln(3\pi R_{NL}/8R)} \ll 1. \quad (2.11)$$

Входящая в выражения (2.10), (2.11) плотность силы R связана с модулем градиента температуры электронов соотношением

$$\frac{p |\nabla \ln T|}{R} = \frac{2}{3} + \frac{\pi}{16\beta_{\parallel}(\alpha)} \left(1 - \beta_{\parallel}(\alpha) + \frac{\alpha}{12}\right). \quad (2.12)$$

В этих же предельных случаях для турбулентной частоты релаксации температуры с учетом (2.8), (2.12) имеем

$$\nu_T = \frac{2}{3} a_T v_s \frac{R}{p} = a_* v_s |\nabla \ln T|, \quad (2.13)$$

где при $R \ll R_{NL}$ имеем $a_T = 1$, $a_* = [1 + (3\pi/32\beta_{\parallel})(1 - \beta_{\parallel})]^{-1} = 0.42$, а при $R \gg R_{NL}$ имеем $a_* = a_T = 1.3$. Отметим, что в последнем выражении для ν_T в (2.13) в пределе $R \ll R_{NL}$ удержаны лишь старшие слагаемые по малому параметру (2.11). С учетом соотношений (2.6)–(2.13) система уравнений (2.2)–(2.5) для плазмы в заданном поле накачки (2.1) является замкнутой и позволяет изучать гидродинамические движения бестоковой плазмы.

Турбулентную частоту релаксации температуры (2.13) по порядку величины можно записать в следующем виде:

$$\nu_T \sim \frac{Zm}{m_i} \nu_t \sqrt{1 + \frac{R}{R_{NL}}},$$

где ν_t — турбулентная частота релаксации импульса электронов:

$$\nu_t = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \frac{R}{nmv_s}, \quad R \ll R_{NL}, \quad (2.14)$$

$$\nu_t = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \frac{\sqrt{RR_{NL}}}{nmv_s}, \quad R \gg R_{NL}. \quad (2.15)$$

В условиях аномального переноса $\nu_t \gg \nu_{ei}$. Тем самым и частота ν_T значительно превышает $\nu_\varepsilon \sim (m/m_i)\nu_{ei}$ — частоту релаксации температуры в ламинарной плазме. Неравенство

$$\nu_T \gg \nu_\varepsilon \quad (2.16)$$

позволяет не учитывать вклад электрон-ионных столкновений в обмен тепла между электронами и ионами в уравнениях (2.4), (2.5).

С целью описания процесса ВРМБ в турбулентной плазме как параметрической неустойчивости определим ниже основное состояние. Будем считать, что плазма, находящаяся в высокочастотном поле (2.1), в основном состоянии характеризуется плотностью электронов n_0 , а также температурой электронов T_0 и ионов T_{i0} . Пусть L_T — характерный масштаб неоднородности температуры электронов в основном состоянии, определяемый формулой

$$\frac{1}{L_T} = |\nabla \ln T_0|. \quad (2.17)$$

Воспользуемся системой уравнений (2.2)–(2.5) для описания взаимодействия высокочастотного излучения с неизотермической плазмой, гидродинамическим движением которой можно пренебречь, $\mathbf{u} = 0$. Тогда плотность плазмы следует считать не зависящей от времени, а эволюция температур электронов и ионов в рассматриваемом основном состоянии описывается уравнениями

$$\frac{\partial}{\partial t} T_0 + \frac{2}{3n_0 k_B} \operatorname{div} \mathbf{q}_0 = (\nu_{ei})_0 \frac{e^2}{3k_B m \omega_0^2} |\mathbf{E}_0|^2 - a_* \frac{v_{s0}}{L_T} T_0, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T_{i0} = Z a_* \frac{v_{s0}}{L_T} T_0, \quad (2.19)$$

непосредственно вытекающими из (2.4), (2.5), (2.13), (2.17). В уравнениях (2.18)–(2.19) величины \mathbf{q}_0 , $(\nu_{ei})_0$, v_{s0} определяются параметрами плазмы в основном состоянии, а амплитуда поля накачки \mathbf{E}_0 считается заданной. Из уравнения (2.19) видно, что в неизотермической плазме с квазистационарным спектром ионно-звуковой турбулентности реализуется сравнительно быстрый нагрев ионов. Согласно уравнению (2.19) характерное время удвоения температуры ионов составляет $|\partial \ln T_{i0} / \partial t|^{-1} \sim (T_{i0} / Z T_0) L_T / v_{s0}$. По мере нагрева ионов степень неизотермичности плазмы $Z T_0 / T_{i0}$ уменьшается и на временах порядка L_T / v_{s0} температура ионов T_{i0} становится сравнимой с $Z T_0$. На столь больших временах при описании состояния плазмы с ионно-звуковой

турбулентностью необходимо учитывать сравнительно большое черенковское затухание звука на ионах, приводящее к существенному изменению электронного теплопереноса и отличию теплового потока от описываемого выражениями (2.9), (2.10). В дальнейшем, отвлекаясь от рассмотрения временных интервалов больших L_T / v_{s0} , ограничимся изучением ВРМБ в сильно неизотермической плазме, когда черенковским затуханием звука на ионах можно пренебречь.

При изучении ВРМБ наряду с описывающими основное состояние плазмы уравнениями (2.18), (2.19) понадобятся уравнения для малых возмущений плотности $\delta n = n - n_0$, температур электронов $\delta T = T - T_0$ и ионов $\delta T_i = T_i - T_{i0}$, изменяющихся на пространственных масштабах много меньших масштабов неоднородности основного состояния. В дальнейшем при рассмотрении ВРМБ во избежание усложнения формул будем опускать индекс «0» у величин n_0 , T_0 и T_{i0} , характеризующих основное состояние плазмы. Тогда для мелкомасштабных возмущений гидродинамических параметров плазмы можно записать следующие уравнения, непосредственно вытекающие из исходных (2.2)–(2.5), (2.9), (2.10), (2.13):

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{4}{3} \frac{Z\eta}{m_i n} \Delta \frac{\partial}{\partial t} - v_s^2 \Delta \right\} \delta n = \frac{Z n k_B}{m_i} \Delta \left\{ \delta T + \frac{\delta T_i}{Z} \right\} + \frac{Z e^2}{2 m_i m \omega_0^2} \times \\ \times \left\{ \Delta \delta |\mathbf{E}|^2 - \frac{\partial^2}{\partial r_k \partial r_j} \delta (E_k E_j^* + E_k^* E_j) \right\}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta T + \frac{2}{3 n k_B} \operatorname{div} \delta \mathbf{q} - \frac{2 T}{3 n} \frac{\partial}{\partial t} \delta n = \nu_{ei} \frac{2 e^2 \delta |\mathbf{E}|^2}{3 k_B m \omega_0^2} - \delta [\nu_T T], \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta T_i - \frac{2 T_i}{3 n} \frac{\partial}{\partial t} \delta n = Z \delta [\nu_T T]. \quad (2.22)$$

Здесь $\delta |\mathbf{E}|^2$ и $\delta (E_k E_j^* + E_k^* E_j)$ — возмущения билинейных комбинаций компонент высокочастотного поля, $\delta \mathbf{q}$ — возмущение плотности теплового потока электронов:

$$\delta \mathbf{q} = -q \left\{ \frac{\nabla \delta T}{|\nabla T|} - \frac{1}{2} \frac{\nabla T (\nabla \delta T \cdot \nabla T)}{|\nabla T|^3} + \frac{3}{4} \left(\frac{\delta n}{n} + \frac{2}{3} \frac{\delta T_i}{T_i} \right) \frac{\nabla T}{|\nabla T|} \right\}, \quad R \gg R_{NL}, \quad (2.23)$$

$$\delta \mathbf{q} = -q \left\{ \frac{\nabla T \times [\nabla \delta T \times \nabla T]}{|\nabla T|^3} + \frac{\delta n}{n} \frac{\nabla T}{|\nabla T|} \right\} - p v_s \frac{b}{\ln 2} \alpha^2 \times \left[\frac{\nabla T (\nabla \delta T \cdot \nabla T)}{|\nabla T|} + \frac{\delta T_i}{T_i} \frac{\nabla T}{|\nabla T|} \right], \quad R \ll R_{NL}, \quad (2.24)$$

где численный коэффициент $b = (25/4)(1/12 - C_\beta) + (128/3\pi)C_\beta = 0.97$, а

$$\delta[\nu_T T] = a_* v_s \frac{\nabla T \cdot \nabla \delta T}{|\nabla T|} \quad (2.25)$$

— возмущение электрон-ионного теплообмена. Отметим, что выражение (2.24) написано с необходимой нам в дальнейших вычислениях точностью до членов второго порядка по малому параметру α (2.11).

3. ДЛИННОВОЛНОВЫЕ ИОННО-ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЛАЗМЕ С КОРОТКОВОЛНОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

В этом разделе остановимся на рассмотрении длинноволнового звука в плазме с ионно-звуковой турбулентностью. Обозначим через \mathbf{k} волновой вектор длинноволновых ионно-звуковых колебаний. Примем, что волновой вектор звуковых колебаний удовлетворяет условию

$$Z k^2 l_{ei} \ll 1, \quad (3.1)$$

где $l_{ei} = v_T/\nu_{ei}$ и $l_t = v_T/\nu_t$ — длины свободного пробега электронов с тепловой скоростью v_T соответственно при электрон-ионных столкновениях и при рассеянии электронов ионно-звуковыми колебаниями плотности заряда.

Как известно (см., например, [19]), турбулентные шумы сосредоточены в области сравнительно больших волновых чисел, для которых

$$k_t > \frac{\nu_{ii} \omega_{Le} r_{Di}^2}{\omega_{Li}^2 r_{De}^3}. \quad (3.2)$$

В отличие от вектора \mathbf{k} для волновых векторов турбулентных флуктуаций плотности заряда в (3.2) используется обозначение \mathbf{k}_t . Из сравнения неравенств (3.1) и (3.2) видно, что в наиболее интересном случае, когда

$$\frac{\omega_{Le}}{\omega_{Li}} \left(\frac{ZT}{T_i} \right)^{1/2} \left(\frac{Zl_t}{l_{ei}} \right)^{1/2} > 1, \quad (3.3)$$

рассматриваемые нами длинноволновые возмущения не попадают в область турбулентности, так как

$k < k_t$. Следует подчеркнуть, что турбулентные шумы с волновыми векторами $k_t \sim 1/r_{De}$ из интервала (3.2) определяют процессы переноса в плазме [19] и, тем самым, существенно влияют на длинноволновые возмущения гидродинамических величин.

Для рассмотрения длинноволнового звука воспользуемся уравнениями (2.2)–(2.5), в которых нет высокочастотного поля. Примем, что длинноволновое возмущение плотности электронов имеет вид

$$\frac{1}{2} \delta n \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \text{с.с.} \quad (3.4)$$

В дальнейшем будем рассматривать такие возмущения, волновой вектор \mathbf{k} которых удовлетворяет условию

$$kL \gg 1, \quad (3.5)$$

где L — наименьший масштаб неоднородности гидродинамических величин n , T и T_i в основном состоянии, а период $2\pi/\omega$ много меньше характерного времени изменения этих величин в основном состоянии плазмы. Кроме того, будем считать, что частота возмущений много меньше как турбулентной частоты релаксации импульса электронов, $\omega \ll \nu_t$, так и $1/t_s$ — обратного времени установления квазистационарного спектра турбулентности в области $k_t \sim 1/r_{De}$:

$$\omega \ll t_s^{-1} \sim \frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}} \frac{R/R_{NL}}{\sqrt{1 + R/R_{NL}}}. \quad (3.6)$$

В рамках (3.1), (3.5), (3.6), во-первых, распределение турбулентных шумов с $k_t \sim 1/r_{De}$, определяющих электронные потоки и частоту релаксации энергии, успевает следовать за медленным изменением гидродинамических величин. Во-вторых, для описания процессов переноса можно использовать выражения для установившихся потоков заряда и тепла (П.2)–(П.5). В связи с использованием гидродинамических уравнений для ионов отметим, что такой подход имеет смысл, если

$$\nu_{ii} \gg \omega, k v_{Ti}, \quad (3.7)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Согласно уравнениям (2.2)–(2.5) возмущение плотности сопровождается возмущениями остальных гидродинамических величин:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \delta \mathbf{u} \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \text{с.с.}, \\ & \frac{1}{2} \delta T_{(i)} \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \text{с.с.} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Принимая во внимание неравенство (3.5) для малых возмущений δn , $\delta T_{(i)}$, $\delta \mathbf{u}$, из (2.2)–(2.5) имеем линеаризованную систему уравнений

$$\omega \delta n = n(\mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{u}), \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \omega \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{u} = & \frac{k^2 k_B}{nm_i} \{Z\delta(nT) + \delta(nT_i)\} - \\ & - \frac{4i}{3} \frac{Z\eta}{nm_i} k^2 \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{u}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\omega \delta T - \frac{2}{3nk_B} \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{q} - \frac{2}{3} T \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{u} = -i\delta[\nu_T T], \quad (3.11)$$

$$\omega \delta T_i - \frac{2}{3} T_i \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{u} = iZ\delta[\nu_T T]. \quad (3.12)$$

В уравнениях (3.11), (3.12) явный вид возмущения теплового потока $\delta \mathbf{q}$ и возмущения доли энергии $\delta[\nu_T T]$, передаваемой от электронов к ионам, зависит от отношения R к R_{NL} (2.7). Используя (2.23) при $R \gg R_{NL}$, находим

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{q} = & -ik^2 \chi_t(\theta) \delta T - \frac{32}{\pi} \beta_{\parallel} p v_s k \cos \theta \times \\ & \times \sqrt{\frac{3}{2} \frac{p}{R_{NL} L_T}} \left(\frac{\delta n}{n} + \frac{2\delta T_i}{3T_i} \right), \end{aligned} \quad (3.13)$$

где θ — угол между волновым вектором возмущений \mathbf{k} и единичным вектором $\nabla T/|\nabla T|$, вдоль которого распространяется тепловой поток (2.9), $\chi_t(\theta)$ — коэффициент эффективной теплопроводности,

$$\chi_t(\theta) = \frac{32}{\pi} \beta_{\parallel} n k_B v_s \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p}{R_{NL}}} L_T (1 + \sin^2 \theta). \quad (3.14)$$

В свою очередь, принимая во внимание выражения (2.24) при $R \ll R_{NL}$, имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{q} = & -ik^2 \chi_t(\theta) \delta T - p v_s k \cos \theta \times \\ & \times \left[(a + b\alpha) \frac{\delta n}{n} + \frac{b}{\ln 2} \alpha^2 \frac{\delta T_i}{T_i} \right], \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \chi_t(\theta) = & n k_B v_s L_T \times \\ & \times \left[(a + b\alpha) \sin^2 \theta + \frac{b}{\ln 2} \alpha^2 \cos^2 \theta \right], \end{aligned} \quad (3.16)$$

где α определяется формулой (2.11), а a — численный коэффициент:

$$a = \frac{25}{4} (1 - \beta_{\parallel}) + \frac{128}{3\pi} \beta_{\parallel} = 7.55. \quad (3.17)$$

В этих же предельных случаях с точностью до малых поправок порядка $1/kL \ll 1$ или $\alpha^2 \ll 1$ для возмущения слагаемого, описывающего обмен энергией между электронами и ионами (2.25), с учетом (2.13) имеем соотношение

$$\frac{\delta[\nu_T T]}{\nu_T T} = i \frac{\delta T}{T} k L_T \cos \theta. \quad (3.18)$$

Согласно (3.18) мелкомасштабные (3.5) гидродинамические возмущения (3.4), (3.8) приводят к увеличению относительного изменения доли энергии, передаваемой от электронов к ионам в $kL_T |\cos \theta| \gg 1$

раз для углов θ не близких к $\pi/2$. Как видно из определения (2.13) и соотношений (2.8), (2.12), появление в (3.18) дополнительного параметра $kL_T \cos \theta$ обусловлено тем, что проекция масштаба неоднородности возмущений на направление неоднородности в невозмущенном состоянии определяется величиной $1/k \cos \theta$, а не L_T .

Рассмотрение уравнений (3.9)–(3.18) позволяет получить следующее дисперсионное уравнение, связывающее комплексную частоту ω с волновым вектором возмущений \mathbf{k} :

$$\begin{aligned} & \left\{ \omega^2 + 2i\omega\gamma_i - k^2 v_{sT}^2 - \omega_s^2 \left(1 - \frac{\nu_T}{\omega} k L_T \cos \theta \right) \times \right. \\ & \times \left(\omega - \omega_s a_q \frac{q}{p v_s} \cos \theta \right) \times \\ & \times \left[i \frac{k^2}{n k_B} \chi_t(\theta) - \frac{ZT}{T_i} k L_T \frac{\nu_T}{p v_s} \frac{\omega_s}{\omega} \times \right. \\ & \left. \left. \times \left(\frac{\partial q}{\partial \ln R} \right) \cos^2 \theta \right]^{-1} \right\} = 0, \end{aligned} \quad (3.19)$$

где $\omega_s = k v_s$ — частота ионно-звуковых колебаний с длиной волны много большей дебаевского радиуса электронов, $a_q = 1$ при $R \ll R_{NL}$ и $a_q = 13/12$ при $R \gg R_{NL}$,

$$\gamma_i = \frac{2}{3} k^2 \frac{Z}{n m_i} \eta \quad (3.20)$$

— декремент затухания звука на ионах. При получении уравнения (3.19) учтено, что

$$k L_T \gg 1, \quad (3.21)$$

$$ZT/T_i \gg 1. \quad (3.22)$$

Неравенство (3.22) отвечает условиям существования ионно-звуковой турбулентности [19, 20]. Следует отметить, что в рамках (3.22) отличие выражения для скорости звука $v_{sT} = \sqrt{k_B/m_i (ZT + 5T_i/3)}$, являющегося изотермическим для электронов и адиабатическим для ионов [16], от скорости ионного звука $v_s = \sqrt{Zk_B T/m_i}$ мало и далее им пренебрегается.

В пределе $R \gg R_{NL}$ неравенство (3.21) обеспечивает выполнение уравнения (3.19) при всех значениях угла θ . В противоположном пределе, $R \ll R_{NL}$, и для малых углов $\theta \ll \alpha$ уравнение (3.19) имеет место, если

$$\alpha^2 \max(kL_T, ZT/T_i) \gg 1. \quad (3.23)$$

В этом же пределе, но при $\theta \gg \alpha$ условие применимости (3.19) менее жесткое,

$$\alpha^2 ZT/T_i + kL_T \sin^2 \theta \gg 1. \quad (3.24)$$

Дисперсионное уравнение (3.19) имеет решения, описывающие звуковые колебания в плазме с частотой ω , отличающейся от частоты звука ω_s на малую мнимую поправку $\omega \simeq \omega_s + i\gamma$, $|\gamma| \ll \omega_s$. Пренебрегая при дальнейшем рассмотрении малым изменением частоты ионно-звуковых колебаний, из (3.19) находим

$$\gamma = -\gamma_s(\theta) \equiv -\gamma_i - \gamma_e(\theta), \quad (3.25)$$

где функция $\gamma_e(\theta)$, характеризующая взаимодействие ионно-звуковых волн с электронами, имеет вид

$$\gamma_e(\theta) = \frac{\nu_i}{2} \frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} \psi(\theta) (1 - a_* \cos \theta) \left(1 - a_q \frac{q}{pv_s} \cos \theta \right). \quad (3.26)$$

Определяющая величину $\gamma_e(\theta)$ (3.26) функция $\psi(\theta)$ существенно зависит от коэффициента теплопроводности в турбулентной плазме $\chi_t(\theta)$ (3.14), (3.16) и положительна для всех значений угла θ . Явный вид функции $\psi(\theta)$ в (3.26) зависит от отношения R/R_{NL} . При $R \ll R_{NL}$

$$\begin{aligned} \psi(\theta) = & \frac{4\sqrt{2}}{9\sqrt{\pi} a_*} \left[a \sin^2 \theta + \frac{b}{\ln 2} \alpha^2 \cos^2 \theta \right] \times \\ & \times \left\{ \left[a \sin^2 \theta + \frac{b}{\ln 2} \alpha^2 \cos^2 \theta \right]^2 + \right. \\ & \left. + \left[\frac{a_*}{kL_T} \frac{ZT}{T_i} \frac{b}{\ln 2} \alpha^2 \cos^2 \theta \right]^2 \right\}^{-1} > 0, \quad (3.27) \end{aligned}$$

а в противоположном пределе, $R \gg R_{NL}$,

$$\begin{aligned} \psi(\theta) = & \frac{\sqrt{2\pi}}{48\beta_{||}} (2 - \cos^2 \theta) \times \\ & \times \left[(2 - \cos^2 \theta)^2 + \left(\frac{a_*}{kL_T} \frac{ZT}{T_i} \cos^2 \theta \right)^2 \right]^{-1} > 0. \quad (3.28) \end{aligned}$$

В той области углов, где $\gamma_e(\theta) > 0$, выражение (3.26) описывает затухание ионно-звуковых волн на электронах, а для тех углов, где $\gamma_e(\theta) < 0$, имеет место генерация волн.

Как уже указывалось ранее [18], наличие аномального переноса приводит к необходимости рассмотрения устойчивости возникающих гидродинамических структур. Из выражения (3.25) видно, что плазма с развитой ионно-звуковой турбулентностью устойчива по отношению к рассматриваемым нами малым возмущениям вида (3.4), (3.8), если выполнено неравенство

$$\gamma_i > \max(-\gamma_e(\theta)). \quad (3.29)$$

В пределе $R \ll R_{NL}$ (3.29) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \min \left(1, \frac{kL_T}{0.84ZT/T_i} \right) \frac{1.3}{\alpha^2} \frac{\Lambda_i}{\Lambda} \left(\frac{ZT}{T_i} \right)^{5/2} \times \\ \times \sqrt{\frac{Zm}{m_i}} < k^2 l_i l_{ei}, \quad (3.30) \end{aligned}$$

напротив, при $R \gg R_{NL}$ условию (3.29) отвечает соотношение

$$\begin{aligned} \frac{0.04}{1 + \frac{0.1}{kL_T} \frac{ZT}{T_i}} \frac{\Lambda_i}{\Lambda} \sqrt{\frac{R}{R_{NL}}} \left(\frac{ZT}{T_i} \right)^{5/2} \times \\ \times \sqrt{\frac{Zm}{m_i}} < k^2 l_i l_{ei}, \quad (3.31) \end{aligned}$$

где Λ_i — ионный кулоновский логарифм. При рассмотрении неравенств (3.30) и (3.31) необходимо помнить, что они должны выполняться совместно с условием (3.1).

4. ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА

Обращаясь к рассмотрению рассеяния электромагнитного излучения в плазме с ионно-звуковой турбулентностью, представим высокочастотное поле (2.1) в виде суммы поля накачки

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) + \text{с.с.} \quad (4.1)$$

и рассеянной волн

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}_{-1} \exp(-i\omega_{-1} t + i\mathbf{k}_{-1} \cdot \mathbf{r}) + \text{с.с.}, \quad (4.2)$$

частоты ω_0 и ω_{-1} которых связаны с волновыми векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_{-1} соотношениями

$$\omega_0^2 = \omega_{Le}^2 + k_0^2 c^2, \quad \omega_{-1}^2 = \omega_{Le}^2 + k_{-1}^2 c^2, \quad (4.3)$$

где c — скорость света в вакууме. Частоты и волновые векторы падающей и рассеянной волн различаются на частоту ω и волновой вектор \mathbf{k} возмущений плотности электронов,

$$\omega_{-1} = \omega_0 - \omega, \quad \mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}. \quad (4.4)$$

При этом само возмущение плотности имеет вид (3.4).

Считая поле \mathbf{E}_0 основной волны заданным, для определения амплитуды \mathbf{E}_{-1} поля рассеянной волны воспользуемся уравнением

$$\begin{aligned} \left[\omega_{-1}^2 - k_{-1}^2 c^2 - \omega_{Le}^2 \left(1 + i \frac{\nu_{ei}}{\omega_{-1}} \right) \right] \mathbf{E}_{-1}^* = \\ = \frac{\delta n}{2n} \omega_{Le}^2 \mathbf{E}_0^*, \quad (4.5) \end{aligned}$$

в которое входит подлежащая самосогласованному определению амплитуда возмущений плотности электронов. Падающая \mathbf{E}_0 и рассеянная \mathbf{E}_{-1} волны представляют собой плоские поперечные электромагнитные волны, для которых выполнены условия $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{E}_0 = \mathbf{k}_{-1} \cdot \mathbf{E}_{-1}$, и, как видно из (4.5), направления векторов \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}_{-1} совпадают. Для отыскания δn воспользуемся приведенной во втором разделе системой гидродинамических уравнений (2.20)–(2.22), которая в случае возмущений (3.4), (3.8) может быть записана в виде

$$\left\{ \omega^2 + 2i\omega\gamma_i - \omega_s^2 \right\} \delta n = \frac{Znk_B}{m_i} k^2 \left\{ \delta T + \frac{\delta T_i}{Z} \right\} + \frac{Z}{2m_i} k^2 \frac{e^2 \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^*}{m\omega_0^2}, \quad (4.6)$$

$$\omega_s \delta T - \frac{2}{3} \omega_s T \frac{\delta n}{n} - \frac{2}{3nk_B} \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{q} = i\nu_{ei} \frac{2e^2 \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^*}{3k_B m \omega_0^2} + a_* k v_s \delta T \cos \theta, \quad (4.7)$$

$$\omega_s \delta T_i - \frac{2}{3} \omega_s T_i \frac{\delta n}{n} = -a_* k v_s Z \delta T \cos \theta. \quad (4.8)$$

В уравнениях (4.7), (4.8) пренебрежено малым отличием частоты ω от частоты звука ω_s . В отличие от системы (3.9)–(3.12), описывающей длинноволновые звуковые возмущения в турбулентной плазме, система (4.6)–(4.8) содержит слагаемые пропорциональные \mathbf{E}_{-1}^* и совместно с уравнением (4.5) описывает рассеяние поля накачки (4.1) на низкочастотных длинноволновых звуковых возмущениях плотности заряда.

Рассмотрим стоящий в правой части (4.6) вклад в возмущение давления

$$k_B n (\delta T + \delta T_i / Z), \quad (4.9)$$

обусловленный возмущениями температур электронов δT и ионов δT_i . Из уравнения (4.8) получаем для возмущения температуры ионов

$$\delta T_i = \frac{2}{3} T_i \frac{\delta n}{n} - a_* Z \delta T \cos \theta. \quad (4.10)$$

Первое слагаемое в правой части (4.10) обуславливает адиабатический вклад ионов в скорость звука, хорошо известный в гидродинамике ламинарной плазмы. Как уже было показано в предыдущем разделе, в рамках условия (3.22) этот вклад в скорость звука мал по сравнению с изотермическим вкладом электронов. Далее эти вкладом пренебрегаем. В отличие от ламинарной плазмы в турбулентной плазме описываемое вторым слагаемым правой части (4.10) приращение температуры ионов благодаря обмену

энергией с электронами не мало. Такое существенное увеличение вклада электрон-ионного теплообмена в δT_i вызвано, во-первых, увеличением частоты релаксации температуры в турбулентной плазме (2.16) по сравнению с ламинарной плазмой, а во-вторых, увеличением относительного изменения доли энергии (3.18), передаваемой от электронов к ионам, реализующимся при $kL_T |\cos \theta| \gg 1$. С учетом (4.10) и сделанных замечаний для возмущения давления получаем

$$k_B n (\delta T + \delta T_i / Z) = k_B n (1 - a_* \cos \theta) \delta T. \quad (4.11)$$

Для $R > R_{NL}$, когда $a_* = 1.3$, из правой части (4.11) следует, что существуют такие углы θ , для которых вклад в возмущение давления (4.9) находится в противофазе с возмущением температуры электронов δT . Это имеет место тогда, когда, во-первых, вклад в возмущение ионной температуры δT_i , обусловленный теплообменом с электронами, по модулю превышает $|Z\delta T|$, а во-вторых, находится в противофазе с δT .

Вклад в последнее слагаемое левой части уравнения (4.7) электронной теплопроводности (3.14), (3.16), входящей в дивергенцию теплового потока электронов (3.13), (3.15), может быть записан (по порядку величины) в виде

$$\frac{k^2}{nk_B} \chi_t(\theta) \delta T \sim k v_{eff}(k) \delta T. \quad (4.12)$$

Здесь $v_{eff}(k) \sim (kL_T) \sqrt{1 + R/R_{NL}} v_s$ характеризует эффективную скорость выноса тепла за счет электронного теплопереноса из области действия греющего поля. Первое слагаемое левой части (4.7), отвечающее изменению δT во времени, дается выражением $k v_s \delta T$. С учетом (3.21) оно мало по сравнению с (4.12). Далее, последнее слагаемое в правой части (4.7), описывающее обмен энергией между электронами и ионами, по порядку величины также определяется выражением $\sim k v_s \delta T$ и также дает малый по сравнению с (4.12) вклад в электронный баланс тепла. С учетом всего этого, подставляя (4.10) в (4.7) и используя (3.13)–(3.16), (3.26)–(3.28), из уравнения (4.7) находим возмущение температуры электронов

$$\delta T = \frac{e^2 \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^*}{k_B m \omega_0^2} \frac{\psi(\theta)}{k^2 l_{ei}} - 2i \frac{\gamma_e(\theta)}{\omega_s} T \frac{\delta n}{n}. \quad (4.13)$$

При написании (4.13) пренебрежено малыми величинами порядка $1/kL_T$, дающими малые поправки к вещественной частоте ω_s . Первое слагаемое в правой части (4.13) описывает возмущение температуры электронов δT , вызванное смешением поля

рассеянной волны \mathbf{E}_{-1}^* с полем накачки \mathbf{E}_0 , и отвечает балансу неоднородного нагрева электронов при обратном тормозном поглощении такого интерференционного поля и электронного теплопереноса. Второе слагаемое в правой части (4.13) отвечает малому диссипативному вкладу электронов в инкремент ионного звука $\gamma_s(\theta)$.

Исключая с помощью (4.10), (4.13) δT и δT_i , вместо системы (4.6)–(4.8) запишем одно уравнение для определения возмущения плотности, создаваемого билинейной комбинацией полей падающей и рассеянной волн:

$$[\omega^2 - \omega_s^2 + 2i\omega\gamma_s(\theta)] \frac{\delta n}{n} = \frac{1}{2} \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^* \left(\frac{e\omega_s}{m\omega_0 v_T} \right)^2 \times \left[1 + 2(1 - a_* \cos \theta) \frac{\psi(\theta)}{k^2 l_t l_{ei}} \right]. \quad (4.14)$$

Слагаемые в квадратных скобках в правой части формулы (4.14) имеют различную природу. Первое из них — единица — возникает из-за пондеромоторного воздействия полей. Второе, которое содержит в знаменателе малый параметр $k^2 l_t l_{ei} \ll 1$ (см. (3.1)), описывает возмущение плотности из-за вклада в возмущение давления (4.11), порожденного билинейной интерференционной комбинацией полей $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^*$.

Совместное рассмотрение уравнений (4.5) и (4.14) позволяет получить следующее дисперсионное уравнение, описывающее параметрическую неустойчивость и связывающее частоту ω , вообще говоря комплексную, с волновым вектором возмущений \mathbf{k}

$$-(\omega - \Delta + i\gamma_E) [\omega^2 - \omega_s^2 + 2i\omega\gamma_s(\theta)] = \frac{\omega_s^2}{8\omega_0 r_{De}^2} v_E^2 \left[1 + 2(1 - a_* \cos \theta) \frac{\psi(\theta)}{k^2 l_t l_{ei}} \right], \quad (4.15)$$

где $v_E = |e\mathbf{E}_0/m\omega_0|$ — амплитуда скорости осциллирующей волны, а Δ — амплитуда скорости осциллирующей волны, а γ_E — амплитуда скорости осциллирующей волны.

$$\Delta = \frac{c^2}{2\omega_0} (2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0 - k^2), \quad \gamma_E = \nu_{ei} \frac{\omega_{Le}^2}{2\omega_0^2}. \quad (4.16)$$

При получении уравнения (4.15), так же как и при рассмотрении звуковых возмущений в отсутствие поля накачки, считались выполненными условия (3.21)–(3.24). Помимо этих неравенств, при выводе уравнения (4.15) использовано ограничение

$$\omega \ll \omega_0, \quad (4.17)$$

которое заведомо выполнено при $\omega \sim \omega_s \ll \omega_0$.

Для полноты картины отметим, что нерелятивистское движение плазмы со скоростью $u \ll c$ приводит к доплеровскому сдвигу частоты ω и учитывается заменой ω на $\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}$ в уравнении (4.15).

Далее будем считать $\omega \simeq \omega_s + i\gamma$, где $|\gamma| \ll \omega_s$ (не следует путать с γ из третьего раздела). Будем рассматривать условия, при которых для расстройки резонанса Δ выполнено равенство

$$\Delta = \omega_s$$

и процесс ВРМБ идет наиболее эффективно. Тогда для определения мнимой поправки γ из (4.15) имеем

$$(\gamma + \gamma_E) [\gamma + \gamma_s(\theta)] = \frac{1}{4} W_E(\theta), \quad (4.18)$$

где $\gamma_s(\theta)$ описывается соотношениями (3.25)–(3.28), а

$$W_E(\theta) = \frac{\omega_s}{4\omega_0} \frac{v_E^2}{r_{De}^2} \left[1 + 2(1 - a_* \cos \theta) \frac{\psi(\theta)}{k^2 l_t l_{ei}} \right]. \quad (4.19)$$

Как уже указывалось в третьем разделе, определяющая $W_E(\theta)$ функция $\psi(\theta)$ (3.27), (3.28) существенно зависит от коэффициента теплопроводности в турбулентной плазме $\chi_t(\theta)$ (3.14), (3.16) и положительна для всех значений угла θ .

Выражение (4.19) описывает нелинейное взаимодействие рассеянной (4.2) и звуковой (3.4) волн, и именно его знак характеризует возможность развития ВРМБ. При положительном знаке (4.19) ВРМБ возможно, а при отрицательном — невозможно. Поскольку в обсуждаемых условиях (3.1) параметр $k^2 l_t l_{ei} \ll 1$, основной вклад в нелинейное взаимодействие дает вклад в возмущение давления (4.11), что отвечает тепловому механизму ВРМБ. Поэтому при $R > R_{NL}$ для углов θ , при которых вклад в возмущение давления и порождающая его билинейная комбинация $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^*$ сдвинуты по фазе на 180° , т. е. $(1 - a_* \cos \theta) < 0$, знак нелинейного взаимодействия отрицателен и развитие ВРМБ невозможно. Следует отметить, что для достаточно высокой степени неизотермичности плазмы, когда выполнено условие $ZT/T_i > 0.5 L_T (l_t l_{ei})^{-1/2} > 1$, даже в рамках (3.1) ВРМБ определяется пондеромоторным механизмом и возможность его запрета не реализуется.

В уравнении (4.18) абсолютная величина декремента $|\gamma_s(\theta)|$ мала по сравнению с частотой ω_s , которая сама невелика в рассматриваемом здесь пределе (3.1) достаточно больших длин волн. Для таких параметров лазерной плазмы величина $|\gamma_s(\theta)|$ может оказаться как больше, так и меньше $2\pi/\tau$ — обратной длительности лазерных импульсов, используемых для исследования ВРМБ. Поэтому представляет интерес обсудить обе возможности. Остановимся вначале на рассмотрении такой ситуации, когда длительность импульса накачки τ велика и справедливо неравенство

$$|\gamma_s(\theta)|\tau \gg 2\pi. \quad (4.20)$$

Будем рассматривать условия, при которых суммарный декремент затухания звука на ионах и электронах $\gamma_s(\theta)$ положителен при всех значениях угла θ , т. е. выполнено неравенство (3.29), и в плазме не развивается гидродинамическая неустойчивость. Тогда отвечающий возможности ВРМБ корень квадратного уравнения (4.18) имеет вид

$$\gamma = -\frac{1}{2} [\gamma_E + \gamma_s(\theta)] + \frac{1}{2} \sqrt{[\gamma_E - \gamma_s(\theta)]^2 + W_E(\theta)}. \quad (4.21)$$

Согласно (4.21) пороговое для ВРМБ значение интенсивности излучения находится из соотношения

$$W_E(\theta) = 4\gamma_E \gamma_s(\theta) > 0. \quad (4.22)$$

Как показывают оценки, для большинства лазерных плазм справедливо условие $|\gamma_s(\theta)| \ll \gamma_E$, и решение (4.21) вблизи порога можно представить в следующем простом виде:

$$\gamma \simeq -\gamma_s(\theta) + \frac{W_E(\theta)}{4\gamma_E}. \quad (4.23)$$

Далее, используя соотношения (3.20), (3.25), (3.27), (3.28), (4.16), представим условие (4.22) в виде

$$\frac{(v_E^2)_{th}}{v_T^2} = 8 \frac{\nu_{ei}}{\omega_0} \frac{\gamma_i + \gamma_e(\theta)}{\omega_s} \times \frac{1}{1 + 2(1 - a_* \cos \theta) \psi(\theta) / k^2 l_t l_{ei}} > 0. \quad (4.24)$$

Перейдем к обсуждению выражения (4.24), определяющего интенсивность излучения накачки, при которой возникает ВРМБ. Как обычно в теории ВРМБ, наличие в правой части (4.24) двух малых параметров, ν_{ei}/ω_0 и $\gamma_s(\theta)/\omega_s$, позволяет видеть, что ВРМБ возникает при сравнительно небольшой интенсивности излучения, когда амплитуда скорости осцилляций электрона в поле основной волны значительно меньше тепловой скорости электронов. При обсуждении соотношения (4.24) удобно ввести угол рассеяния θ_0 между волновыми векторами падающей \mathbf{k}_0 и рассеянной \mathbf{k}_{-1} волн, который уже использовался нами в формулах (1.1), (1.2). При этом для определяющего рассеяние волнового вектора \mathbf{k} звуковых волн имеем

$$k = 2k_0 \sin \frac{\theta_0}{2}.$$

С учетом этого определения и в том случае, когда

выполнены условия (3.30), (3.31), из (4.24) приближенно находим

$$\frac{(v_E^2)_{th}}{v_T^2} = \frac{32}{3} \times \frac{(T_i/ZT)(\nu_{ei}/\nu_{ii})(k_0 v_s/\omega_0) \sin(\theta_0/2)}{1 + (1 - a_* \cos \theta) \psi(\theta) / (2k_0^2 l_t l_{ei} \sin^2(\theta_0/2))} > 0. \quad (4.25)$$

Из (4.25) следует, что по мере уменьшения существенной зависимости, отвечающей порогу плотности потока излучения от θ — угла между вектором рассеяния и осью анизотропии турбулентных шумов — запрет на ВРМБ снимается. Такая зависимость проявляется особенно ярко в пределе $R > R_{NL}$, когда, как уже отмечалось при обсуждении уравнения (4.14) и соотношения (4.19), на 180° изменяется сдвиг фазы между вкладом в возмущение давления (4.9) и билинейной комбинацией полей $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_{-1}^*$. Изменение фазового синхронизма при малых θ_0 приводит к тому, что вместо раскачки ионно-звуковых колебаний плотности имеет место их подавление. Следствием подавления ионно-звуковых колебаний является запрет на ВРМБ под теми углами θ , где отрицательно выражение (4.25). Функции

$$I(\theta) = \frac{(v_E^2)_{th}}{v_T^2} \frac{\omega_0}{8\nu_{ei}} \frac{\omega_s}{\gamma_i}$$

во всем диапазоне углов θ приведены на рис. 1–3 для значений параметра $(\nu_t/2\gamma_i)(\omega_{Li}^2/\omega_{Le}^2)$, отвечающего выполнению условия (3.29). Согласно рис. 1 при малом силовом воздействии на электроны, когда $R \ll R_{NL}$ и $(\nu_t/2\gamma_i)(\omega_{Li}^2/\omega_{Le}^2) = 0.02$, порог ВРМБ минимален для тех возмущений плотности электронов, волновой вектор которых \mathbf{k} направлен вдоль \mathbf{R} . Для векторов \mathbf{k} , ориентированных в поперечных к \mathbf{R} направлениях, порог ВРМБ значительно выше. Напротив, при $R \gg R_{NL}$ и $(\nu_t/2\gamma_i)(\omega_{Li}^2/\omega_{Le}^2) = 2$ и сравнительно небольшой неизотермичности, когда, например, $kL_T = ZT/T_i = 10$, порог ВРМБ минимален для векторов \mathbf{k} , направленных под большими углами к \mathbf{R} (см. рис. 2). Для направлений \mathbf{k} близких к \mathbf{R} порог ВРМБ резко увеличивается. Такое увеличение особенно значимо при $k^2 l_t l_{ei} \ll 1$ и, как следует из (4.19), (4.24), (4.25) и рис. 2, может приводить к запрету ВРМБ в той области углов, где $W_E(\theta) < 0$. Следует подчеркнуть, что формула (4.25) имеет смысл лишь в той области углов θ , где ее знаменатель положителен. Условие обращения в нуль знаменателя (4.25) отвечает граничному углу θ_* , разделяющему пространство углов θ на область, где ВРМБ может развиваться, и на область, в которой ВРМБ запрещено. Из (4.23) следует, что

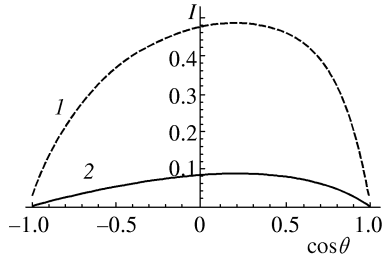


Рис. 1. Зависимость порога ВРМБ от угла между вектором ионно-звуковых волн и вектором плотности силы \mathbf{R} . Кривые $I(\theta)$ получены при $\alpha = 0.3$, $ZT/T_i = 10$, $kL_T = 50$, $(\nu_t/2\gamma_i)(\omega_{Li}^2/\omega_{Le}^2) = 0.02$ и $k^2 l_t l_{ei} = 0.1$ (1), 0.01 (2)

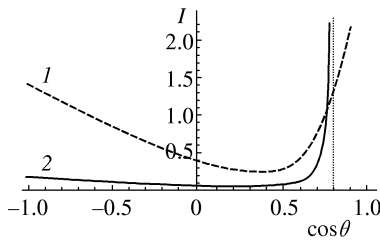


Рис. 2. Вид функции $I(\theta)$ при $R = 16R_{NL}$, $kL_T = 10$, $(\nu_t/2\gamma_i)(\omega_{Li}^2/\omega_{Le}^2) = 2$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1

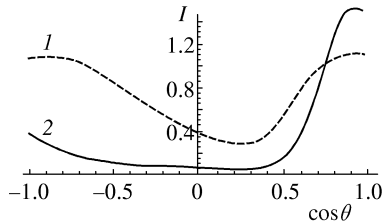


Рис. 3. Вид функции $I(\theta)$ при $R = 16R_{NL}$. В отличие от рис. 2, неизотермичность плазмы в 5 раз выше, $ZT/T_i = 50$. Остальные параметры те же

для векторов \mathbf{k} , попадающих в область углов, при которых $W_E(\theta) < 0$, декремент γ отрицателен и нарастания возмущений нет. Зависимости, представленные на рис. 2, претерпевают существенное изменение с увеличением неизотермичности плазмы. Как показано на рис. 3, при выбранных параметрах плазмы увеличение неизотермичности в 5 раз снимает запрет на ВРМБ для \mathbf{k} , ориентированных вдоль \mathbf{R} , а наименьшие значения порога ВРМБ имеют место для \mathbf{k} , направленных поперек \mathbf{R} .

Рассмотрим представляющий интерес для приложений коэффициент пространственного усиления ВРМБ. Для этого при анализе дисперсионного уравнения (4.15) примем, что частота ω действитель-

на и $\omega = \omega_s$, $\Delta = \omega_s$, а волновой вектор имеет малую мнимую часть $-i\mathbf{G}$, $G \ll k$. Тогда для коэффициента пространственного усиления вдоль направления распространения рассеянной волны $G_{-1} = \mathbf{k}_{-1} \cdot \mathbf{G}/k_{-1}$ находим

$$G_{-1} = \frac{\nu_{ei}\omega_{Le}^2}{2\omega_0 k_0 c^2} \left\{ \frac{v_E^2}{(v_E^2)_{th}} - 1 \right\}, \quad (4.26)$$

где зависимость функции $(v_E^2)_{th}$ от угла θ описывается выражением (4.24). Согласно (4.26) пространственное усиление рассеянной волны наиболее эффективно для тех углов θ , под которыми реализуется наибольшее превышение порога ВРМБ. Вместе с тем, так как при выводе соотношения (4.26) считалось $G_{-1} \ll k_{-1}$ (или $G \ll k$), в условиях его применимости превышение порога ВРМБ не должно быть аномально большим.

Обсудим ВРМБ в пределе, противоположном (4.20), когда длительность импульса поля накачки (4.1) мала по сравнению с характерным временем изменения амплитуд гидродинамических возмущений в плазме,

$$|\gamma_s(\theta)|\tau \ll 2\pi. \quad (4.27)$$

Определим пороговое для ВРМБ значение интенсивности поля накачки, как это принято для коротких импульсов, из соотношения

$$\gamma\tau = 2\pi, \quad (4.28)$$

где γ определяется формулой (4.21). Тогда для пороговой интенсивности поля накачки получаем следующее выражение:

$$\frac{(v_E^2)_{th,\tau}}{v_T^2} = 8 \frac{\nu_{ei}}{\omega_0} \frac{2\pi}{\omega_s \tau} \left[1 + \frac{2\pi}{\gamma_{E\tau}} \right] \times \left[1 + 2(1 - a_* \cos \theta) \frac{\psi(\theta)}{k^2 l_t l_{ei}} \right]^{-1} > 0. \quad (4.29)$$

Как и в случае (4.24), из формулы (4.29), условий $|\gamma| \ll \omega_s$ и (4.28) следует, что амплитуда скорости осцилляций электронов, отвечающая пороговому значению интенсивности поля накачки, также мала по сравнению с тепловой скоростью электронов. Следует отметить, что сравнительно невысокое значение пороговой плотности потока энергии (4.29) поля накачки с длительностью импульса (4.27) превышает значение соответствующей величины (4.24) для длинного импульса в

$$\frac{(v_E^2)_{th,\tau}}{(v_E^2)_{th}} = \frac{2\pi}{\max |\gamma_s(\theta)|\tau} \left[1 + \frac{2\pi}{\gamma_{E\tau}} \right] \gg 1 \quad (4.30)$$

раз. Таким образом, для возможности развития ВРМБ в лазерных импульсах малой длительности

необходимы более высокие значения плотности потока энергии этих полей, чем это требуется в случае импульсов большой длительности. Так же как и в случае больших длительностей импульса накачки, пороговое значение величины (4.29) существенно зависит от угла между векторами \mathbf{n} и \mathbf{k} . В силу (3.29), (4.27) соответствующие зависимости подобны приведенным на рис. 1–3.

В заключение этого раздела отметим, что и в случае предела коротких импульсов поля накачки (4.27) для коэффициента пространственного усиления ВРМБ вблизи порога справедлива формула (4.26), в которой $(v_E^2)_{th}$ следует заменить на $(v_E^2)_{th,\tau}$ согласно (4.29).

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Остановимся на рассмотрении условий, в которых возможно наблюдение ВРМБ в плазме с ионно-звуковой турбулентностью. Согласно неравенству (3.5) характерный масштаб определяющих возмущение гидродинамических величин должен быть меньше пространственного масштаба изменения самих величин. Это означает, что угол рассеяния θ_0 должен быть не слишком малым,

$$2 \sin \frac{\theta_0}{2} \approx \theta_0 \gg 1.5 \cdot 10^{-3} \left[\frac{10^{-2}}{L_T[\text{см}]} \right] \left[\frac{2 \cdot 10^{15}}{\omega_0[\text{с}^{-1}]} \right], \quad (5.1)$$

где принято $L \sim L_T$. Вообще говоря, еще одно ограничение снизу на величину θ_0 дают неравенства (3.30), (3.31). Однако в наиболее интересном случае лазерных импульсов небольшой длительности, когда $|\gamma_s(\theta)|\tau \ll 2\pi$, такого ограничения нет. С другой стороны, использование гидродинамического описания возмущений предполагает малость параметра $Zk^2 l_{lei}$ (3.1) по сравнению с единицей, что дает

$$\theta_0 < 0.1 \left(\frac{\Lambda}{5} \right)^{1/2} \left[\frac{10^{-2}}{L_T[\text{см}]} \right]^{1/4} \left[\frac{2 \cdot 10^{15}}{\omega_0[\text{с}^{-1}]} \right] \times \\ \times \left[\frac{ZT}{10T_i} \right]^{1/4} \left[\frac{R}{p} L_T \right]^{1/4} \left[\frac{100}{T[\text{эВ}]} \right]^{9/8} \left[\frac{n[\text{см}^{-3}]}{10^{20}} \right]^{5/8}. \quad (5.2)$$

Еще одно ограничение изложенной выше теории связано с предположением о малости характерного времени установления квазистационарного спектра турбулентных шумов по сравнению со временем изменения возмущений гидродинамических величин (см. (3.6)). В рамках неравенств (3.1), (3.6) спектр турбулентных шумов и электронные потоки успевают следовать за сравнительно медленным из-

менением возмущений. Неравенство (3.6) дает еще одно ограничение сверху на величину угла θ_0 :

$$\theta_0 < 0.2 \left[\frac{10^{-2}}{L_T[\text{см}]} \right]^{1/2} \left[\frac{2 \cdot 10^{15}}{\omega_0[\text{с}^{-1}]} \right] \left[\frac{10T_i}{ZT} \right]^{1/2} \times \\ \times \left[\frac{R}{p} L_T \right]^{1/2} \left[\frac{100}{T[\text{эВ}]} \right]^{1/4} \left[\frac{n[\text{см}^{-3}]}{10^{20}} \right]^{1/4}. \quad (5.3)$$

Рассмотрим ограничения (5.1)–(5.3) в случае лазерной плазмы железа в условиях, характерных для эксперимента [21, 22], когда $T = 200$ эВ, $n = 10^{20}$ см $^{-3}$, $Z = 5$, $L_T = 100$ мкм, $ZT/T_i = 20$. Для таких параметров плазмы неравенства (5.1), (5.2) налагают следующие ограничения на величину угла рассеяния в градусах:

$$0.2^\circ < \theta_0 < 4^\circ, \quad (5.4)$$

а неравенство (5.3) оказывается более слабым, чем (5.2). Отметим, что для $k \approx k_0 \theta_0$ выполнены также и неравенства (3.7), допускающие возможность гидродинамического описания ионов. Следовательно, обнаруженные выше особенности анизотропии порога ВРМБ в турбулентной плазме должны наблюдаться в интервале сравнительно малых углов рассеяния. Для столь малых углов θ_0 волновой вектор рассеяния \mathbf{k} практически перпендикулярен волновому вектору падающей волны \mathbf{k}_0 . Это означает, что для волн, распространяющихся вдоль \mathbf{n} — направления анизотропии ионно-звуковой турбулентности, — особенности рассеяния будут определяться векторами \mathbf{k} практически ортогональными \mathbf{n} . Напротив, если $\mathbf{k}_0 \perp \mathbf{n}$, то рассеяние на малые углы определяется векторами \mathbf{k} , ориентированными вдоль \mathbf{n} .

Для полноты картины напомним следующее. Вне интервала углов (5.4) волновой вектор рассеяния велик настолько, что выполнено неравенство

$$Zk^2 l_{lei} \gg 1. \quad (5.5)$$

Для описания рассеяния в рамках соотношения (5.5) необходимо учитывать нелокальность электронного переноса тепла. В том случае, когда распределение турбулентных шумов задано, теория ВРМБ в условиях (5.5) дана в недавно опубликованной работе [14].

Заканчивая обсуждение особенностей рассеяния на малые углы, отметим также, что, как видно из соотношения (4.29), для приведенных в этом разделе параметров плазмы и в случае импульсов излучения с $2\pi/\gamma_E \ll \tau \ll 2\pi/|\gamma_s|$ порог ВРМБ не превышает $\sim 10^{10}$ – 10^{11} ($2\pi/|\gamma_s|\tau$) Вт/см 2 . Отсюда, в частности, при $\gamma_s \sim 10^8$ с $^{-1}$ и $\tau \sim 1$ нс пороговая плотность потока энергии составляет $\sim 10^{12}$ – 10^{13} Вт/см 2 .

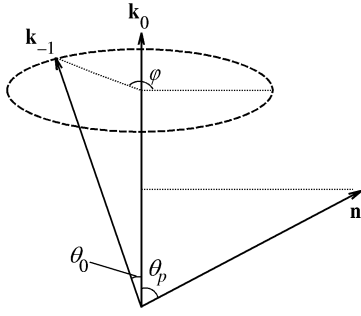


Рис. 4. Объемная диаграмма рассеяния

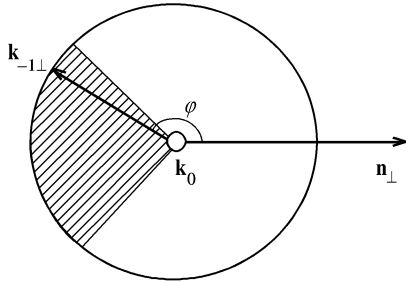


Рис. 5. Диаграмма рассеяния в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{k}_0 . В заштрихованной области азимутальных углов φ вектора \mathbf{k}_{-1} ВРМБ запрещено

До сих пор не обсуждены условия запрета ВРМБ. Остановимся на этом качественно новом явлении специально. Как было показано, при $Zk^2 l_{ei} \ll 1$ или (5.2) запрет ВРМБ возникает в пределе больших значений возбуждающей турбулентности эффективной плотности силы \mathbf{R} , когда $R \gg R_{NL}$. При этом запрет возникает тогда, когда угол θ между направлением единичного вектора $\mathbf{n} = \nabla T / |\nabla T|$ (определяющего ось анизотропии ионно-звуковой турбулентности) и разностью $\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1}$ (волновых векторов поля накачки \mathbf{k}_0 и рассеянной волны \mathbf{k}_{-1}) оказывается равным или меньшим θ_* . Угол θ_* определяется из условия обращения в нуль знаменателя формулы (4.25) и разделяет область углов θ на две части — разрешенную для реализации ВРМБ, когда $\theta_* < \theta < \pi$, и запрещенную, когда $0 \leq \theta \leq \theta_*$. Пусть θ_p — угол между векторами \mathbf{n} и \mathbf{k}_0 , который можно назвать углом падения. Выберем полярную ось сферической системы координат вдоль вектора \mathbf{k}_0 . Тогда направление вектора \mathbf{k}_{-1} , задающее направление наблюдения рассеянной волны, будет определяться полярным углом θ_0 (углом рассеяния) и азимутальным углом φ , отсчитанным от проекции вектора \mathbf{n} на плоскость, перпендикулярную \mathbf{k}_0 (см. рис. 4). Для экспериментального наблюдения запрета на ВРМБ

необходимо выполнение следующего условия:

$$\cos \varphi \leq \frac{\cos \theta_p \sin(\theta_0/2) - \cos \theta_*}{\sin \theta_p \cos(\theta_0/2)}, \quad (5.6)$$

обеспечивающего выполнение неравенства $0 \leq \theta \leq \theta_*$. Поскольку построенная нами при (3.1) теория ВРМБ справедлива для малых углов рассеяния (5.2), в нулевом приближении по малому вкладу величин порядка $\theta_0 \ll 1$ (5.6) можно записать в виде

$$\pi - \arccos\left(\frac{\cos \theta_*}{\sin \theta_p}\right) \leq \varphi \leq \pi + \arccos\left(\frac{\cos \theta_*}{\sin \theta_p}\right), \quad (5.7)$$

где угол падения θ_p заключен в области

$$\pi/2 - \theta_* \leq \theta_p \leq \pi/2 + \theta_*. \quad (5.8)$$

В частности, при обсуждаемых условиях теплового ВРМБ

$$\theta_* = \arccos\frac{1}{a_*} \simeq 40^\circ, \quad (5.9)$$

а неравенство (5.8) имеет вид

$$50^\circ \leq \theta_p \leq 130^\circ. \quad (5.10)$$

На рисунке 5 заштрихованная область графически иллюстрирует диапазон азимутальных углов φ вектора \mathbf{k}_{-1} , в котором выполнено (5.7) и ВРМБ запрещено. Здесь $\mathbf{k}_{-1\perp}$ и \mathbf{n}_\perp — компоненты векторов \mathbf{k}_{-1} и \mathbf{n} , перпендикулярные \mathbf{k}_0 . Из (5.7) следует, что максимальная ширина области азимутальных углов φ вектора \mathbf{k}_{-1} , в которой ВРМБ запрещено, составляет

$$\pi - \theta_* \leq \varphi \leq \pi + \theta_* \quad (5.11)$$

и реализуется, когда угол падения $\theta_p \simeq \pi/2$, т.е. волна накачки падает практически перпендикулярно оси анизотропии турбулентности. При условиях теплового ВРМБ неравенства (5.11) имеют вид

$$140^\circ \leq \varphi \leq 220^\circ.$$

Экспериментальное нахождение граничных значений углов θ_p и φ , при которых возникает запрет на ВРМБ, позволит найти θ_* и проверить не только численное значение константы a_* , но и — что самое главное — экспериментально проверить давно сделанное в литературе утверждение об аномально эффективном нагреве ионов в плазме с ионно-звуковой турбулентностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований

(проекты 96-02-16779, 99-02-18075), программы Государственной поддержки ведущих научных школ (проект 96-15-96750) и федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники гражданского назначения» — подпрограмма «Физика квантовых и волновых процессов».

ПРИЛОЖЕНИЕ

В сильно неизотермической плазме число ионов, взаимодействующих с ионно-звуковыми волнами согласно механизму черенковского рассеяния, сравнительно невелико и их влиянием на спектр турбулентности можно пренебречь. В такой плазме квазистационарное состояние ионно-звуковой турбулентности устанавливается под влиянием таких процессов, как черенковское излучение волн электронами и индуцированное рассеяние волн на тепловых ионах. В этих условиях закономерности электронного переноса зависят от соотношения возбуждающей турбулентности эффективной плотности силы

$$\mathbf{R} = en\mathbf{E}_q - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} p \quad (\text{П.1})$$

и характеризующей влияние индуцированного рассеяния волн на ионах плотности силы R_{NL} (см. (2.7)), где \mathbf{E}_q — квазистационарное электрическое поле в плазме. Когда $R \ll R_{NL}$, плотность тока и теплового потока электронов описываются соотношениями [19]

$$\mathbf{j} = env_s \left\{ \left[\frac{3}{2} \left(1 - \beta_{\parallel}(\alpha) + \frac{\alpha}{12} \right) + \frac{16}{\pi} \beta_{\parallel}(\alpha) \right] \times \right. \\ \left. \times \mathbf{n} - \frac{24}{\pi} (\beta_{\parallel}(\alpha) \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\zeta} \mathbf{n} + \beta_{\perp} \mathbf{n} \times [\boldsymbol{\zeta} \times \mathbf{n}]) \right\}, \quad (\text{П.2})$$

$$\mathbf{q} = pv_s \left\{ \left[\frac{15}{4} \left(1 - \beta_{\parallel}(\alpha) + \frac{\alpha}{12} \right) + \frac{64}{\pi} \beta_{\parallel}(\alpha) \right] \times \right. \\ \left. \times \mathbf{n} - \frac{160}{\pi} (\beta_{\parallel}(\alpha) \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\zeta} \mathbf{n} + \beta_{\perp} \mathbf{n} \times [\boldsymbol{\zeta} \times \mathbf{n}]) \right\}, \quad (\text{П.3})$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, $\boldsymbol{\zeta} = (p/R)\partial \ln T/\partial \mathbf{r}$, $\beta_{\perp} = 0.02$. В противоположном предельном случае, когда $R \gg R_{NL}$, электронные потоки имеют вид [19]

$$\mathbf{j} = \frac{16}{\pi} env_s \sqrt{\frac{R}{R_{NL}}} \times \\ \times \left\{ \beta_{\parallel} \mathbf{n} - \frac{3}{2} (\beta_{\parallel} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\zeta} \mathbf{n} + \beta_{\perp} \mathbf{n} \times [\boldsymbol{\zeta} \times \mathbf{n}]) \right\}, \quad (\text{П.4})$$

$$\mathbf{q} = \frac{64}{\pi} pv_s \sqrt{\frac{R}{R_{NL}}} \times \\ \times \left\{ \beta_{\parallel} \mathbf{n} - \frac{5}{2} (\beta_{\parallel} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\zeta} \mathbf{n} + \beta_{\perp} \mathbf{n} \times [\boldsymbol{\zeta} \times \mathbf{n}]) \right\}, \quad (\text{П.5})$$

где $\beta_{\perp} = 0.80$. Выражения (П.2)–(П.5) позволяют рассматривать электронные потоки заряда и тепла как вдоль, так и поперек оси анизотропии турбулентных шумов.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Baldis and C. J. Walsh, Phys. Fluids **26**, 3426 (1983).
2. K. Tanaka, L. M. Goldman, W. Seka, R. W. Short, and E. A. Williams, Phys. Fluids **27**, 2960 (1984).
3. P. E. Young, K. G. Estabrook, W. L. Kruer, E. A. Williams, P. J. Wegner, R. P. Drake, H. A. Baldis, and T. W. Johnston, Phys. Fluids B **2**, 1907 (1990).
4. G. P. Banfi, K. Eidmann, and R. Sigel, Opt. Commun. **52**, 35 (1984).
5. J. Handke, S. A. H. Rizvi, and B. Kronast, Appl. Phys. **25**, 109 (1981).
6. S. J. Karttunen and R. R. E. Salomaa, Phys. Lett. A **88**, 350 (1982).
7. J. F. Drake, P. K. Kaw, Y. C. Lee, G. Sekmid, C. S. Liu, and M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids **17**, 778 (1974).
8. W. M. Manheimer and D. G. Colombant, Phys. Fluids **24**, 2319 (1981).
9. W. L. Kruer, Phys. Fluids **23**, 1273 (1980).
10. L. Spitzer, Jr., and R. Harm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
11. R. W. Short and E. M. Epperlein, Phys. Rev. Lett. **68**, 3307 (1992).
12. P. K. Shukla, Phys. Fluids B **5**, 4253 (1993).
13. A. V. Maximov and V. P. Silin, Phys. Lett. A **192**, 67 (1994).
14. К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **113**, 629 (1998).
15. В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **98**, 117 (1990).
16. А. В. Максимов, В. П. Силин, М. В. Чеготов, Физика плазмы **16**, 575 (1990).
17. В. П. Силин, С. А. Урюпин, Физика плазмы **22**, 790 (1996).

18. В. Ю. Быченко, В. П. Силин, *Физика плазмы* **13**, 1097 (1987).
19. V. Yu. Bychenkov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *Phys. Rep.* **164**, 119 (1988).
20. V. Yu. Bychenkov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion XIII*, 1990, p. 239.
21. L. L. Losev and V. I. Soskov, *Opt. Commun.* **135**, 71 (1998).
22. А. А. Антипов, А. З. Грасюк, С. В. Ефимовский, С. В. Курбасов, Л. Л. Лосев, В. И. Сосков, *КЭ* **25**, 31 (1998).