

ФИЛАМЕНТАЦИЯ И ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

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

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

Поступила в редакцию 29 мая 1997 г.

Изложена теория филаментации и вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) высокочастотного электромагнитного излучения в слабостолкновительной плазме с ионно-звуковой турбулентностью. В условиях, когда квадрат длины волны плазменных возмущений оказывается меньше произведения двух средних длин свободного пробега электрона относительно его столкновений с турбулентными флуктуациями и с электронами, выявлено влияние холодных сильностолкновительных электронов на параметрические неустойчивости. Показано, что турбулентность плазмы понижает порог филаментации, а порог ВРМБ может как понижать, так и повышать. Установлены зависимости порогов ВРМБ и филаментации от длины свободного пробега электронов в турбулентной плазме и от анизотропии плазменной турбулентности. Найдены соответствующие зависимости пространственного масштаба наиболее эффективно нарастающих филаментов и коэффициента их пространственного усиления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие на плазму интенсивного электромагнитного излучения с частотой большей ленгмюровской частоты электронов в линейном приближении по интенсивности излучения приводит к низкочастотной модуляции плотности заряда. Модуляция плотности возникает как из-за воздействия пондеромоторной силы, так и из-за теплопереноса и нагрева электронов, которые возникают при обратном тормозном поглощении излучения [1, 2]. Изменение плотности электронов в поле интенсивного излучения является причиной таких определяющихся параметрическими неустойчивостями нелинейных явлений, как филаментация и ВРМБ. Поскольку возмущение плотности, связанное со столкновительным нагревом электронов, существенно зависит от особенностей переноса тепла, то в тех условиях, когда главной причиной модуляции плотности является обратное тормозное поглощение излучения, закономерности филаментации и ВРМБ зависят от особенностей теплопереноса (см., например, [3, 4]). Первоначально теплоперенос рассматривался в пределе столкновительной плазмы [5]. Однако позже стало ясно, что и в условиях, обычно считавшихся бесстолкновительными, когда характерный масштаб плазменных возмущений мал по сравнению со средней длиной свободного пробега электронов, всегда имеются медленные подтепловые (скорость которых меньше тепловой) сильностолкновительные электроны. Учет такого обстоятельства привел к развитию кинетической теории слабостолкновительной плазмы, в которой обнаружены новые закономерности филаментации и ВРМБ. При этом уже в работе [6] на основании численных расчетов были выявлены своеобразные закономерности филаментации в такой плазме и был предложен приближенный скейлинг нелокального электронного переноса. В работе [7] построена необходимая для описания филаментации

аналитическая теория слабостолкновительной плазмы и установлен точный скейлинг теплопереноса в плазме с максвелловским распределением электронов. Соответствующая теория ВРМБ строилась в работах [8, 9]. В работе [9] показано, что если в слабостолкновительной плазме при описании параметрических неустойчивостей использовать представление о нелокальном переносе [6], то теплоперенос, характеризующий затухание ионного звука, качественно отличается от теплопереноса, определяющего то нелинейное взаимодействие, которое кладется в основу теории филаментации. В работах [10, 11] сформулирована теория филаментации в слабостолкновительной плазме в достаточно мощном поле излучения, когда греющее излучение делает распределение электронов значительно отличающимся от максвелловского. Подчеркнем, что указанные здесь достижения теории параметрических неустойчивостей слабостолкновительной плазмы были получены при рассмотрении свойств ламинарной плазмы.

С другой стороны, недавно (см. [12, 13]) сформулирована теория нелокального электронного переноса тепла в слабостолкновительной плазме с ионно-звуковой турбулентностью, когда нагрев самой плазмы осуществляется благодаря обратному тормозному поглощению высокочастотного поля и когда возмущение плазмы обусловлено низкочастотным электрическим потенциалом. Результаты работ [12, 13] открывают возможность построения теории параметрических неустойчивостей — филаментации и ВРМБ в ранее не рассматривавшихся условиях, когда, во-первых, длина свободного пробега электрона l_t , определяющая изотропизацию электронной функции распределения, связана не с электрон-ионными столкновениями, а с их рассеянием на турбулентных пульсациях и, во-вторых, что наиболее существенно, абсолютная величина волнового вектора плазменных возмущений k оказывается настолько большой, что

$$Zl_l k^2 > 1. \quad (1.1)$$

Здесь Zl — средняя длина свободного пробега теплового электрона относительно его столкновений с электронами. Данное неравенство определяет условия, в которых следует говорить о слабостолкновительной турбулентной плазме. Поскольку $l_t \ll l$, то при наличии турбулентности плазма оказывается слабостолкновительной в случае возмущений, пространственный масштаб которых много меньше соответствующего масштаба возмущений ламинарной плазмы. Это соответствует тому, что условие бесстолкновительности для турбулентной плазмы имеет вид

$$kl_t > 1. \quad (1.2)$$

Основу дальнейшего рассмотрения составляет кинетическое уравнение для электронов в плазме с ионно-звуковой турбулентностью, находящейся в высокочастотном электромагнитном поле с частотой ω_0 большей ленгмюровской частоты электронов ω_L . На основе установленного ранее (см., например, [14]) выражения для интеграла столкновений электронов с анизотропными ионно-звуковыми флуктуациями плотности заряда дан вывод выражений для низкочастотных возмущений плотности электронов, возникающих как из-за низкочастотных колебаний электрического потенциала, так и вследствие обратного тормозного поглощения излучения. С учетом выражения для модуляций плотности из-за поглощения излучения при электрон-ионных столкновениях найден коэффициент пространственного усиления филамента. Установлен пространственный масштаб возмущений, имеющих максимальный коэффициент усиления. Найдена явная зависимость порога филаментации от параметров плазмы. По-

казано, что в турбулентной плазме коэффициент пространственного усиления филамента в $(l/l_t)^{2/9} > 1$ раз больше, чем в ламинарной плазме, а масштаб наиболее эффективно возрастающих возмущений и порог филаментации меньше соответственно в $(l_t/l)^{1/9} < 1$ и $(l_t/l)^{2/7} < 1$ раз. Вследствие анизотропии турбулентных шумов пороговое значение интенсивности излучения, коэффициент пространственного усиления и масштаб наиболее быстро нарастающих возмущений зависят от угла между волновым вектором возмущений и направлением плотности силы, порождающей турбулентность.

Изучено влияние возмущений плотности электронов, вызываемых как колебаниями электрического потенциала, так и нагревом электронов при электрон-ионных столкновениях, на порог ВРМБ. Модуляция плотности электронов из-за столкновительного поглощения приводит к уменьшению порога неустойчивости в $(l_t/l)^{2/7} < 1$ раз. Напротив, модуляция плотности, вызываемая колебаниями электрического потенциала, приводит к весьма значительному увеличению порога неустойчивости в $(l/l_t)^{5/7} \gg 1$ раз. Это обусловлено аномальным возрастанием затухания ионно-звуковых возмущений из-за столкновений подтепловых электронов. Поскольку в пространстве волновых чисел области проявления двух упомянутых причин возмущения плотности не совпадают, то итогом воздействия турбулентных шумов на ВРМБ может быть как повышение, так и понижение порога неустойчивости. Однако и в том, и в другом случаях порог ВРМБ, как и порог филаментации, обладает существенной анизотропией, обусловленной анизотропией нелокального электронного переноса тепла в плазме с анизотропными турбулентными шумами.

2. КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Как известно, квазистационарное электрическое поле — $\nabla\phi$ и градиент давления электронов ∇p являются причинами развития ионно-звуковой турбулентности в неизо-термической плазме. Если действующая на электроны эффективная плотность силы

$$\mathbf{R} = -en\nabla\phi - \nabla p, \quad (2.1)$$

значительно превышает значение, отвечающее порогу возбуждения ионно-звуковой неустойчивости

$$R \gg R_{th} = \nu_{ei}nmv_s, \quad (2.2)$$

то уровень низкочастотных флуктуаций плотности заряда существенно отличается от теплового. В формулах (2.1) и (2.2) e — заряд, m — масса, $p = nmv_T^2$, v_T — тепловая скорость электронов, v_s — скорость звука, n — плотность электронов,

$$\nu_{ei} = \nu_{ei}(v_T) = \frac{4\sqrt{2\pi}Ze^4n}{3m^2v_T^3}\Lambda \quad (2.3)$$

— частота столкновений электронов с ионами, имеющими заряд $e_i = Ze$, Λ — кулоновский логарифм. В условиях неравенства (2.2) при описании медленных низкочастотных движений электронов, совершающихся за время большее периода ленгмюровских колебаний электронов, достаточно учитывать лишь их рассеяние на ионно-звуковых флуктуациях плотности заряда, а обычными электрон-ионными столкнове-

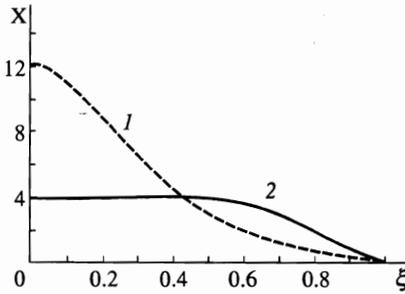


Рис. 1

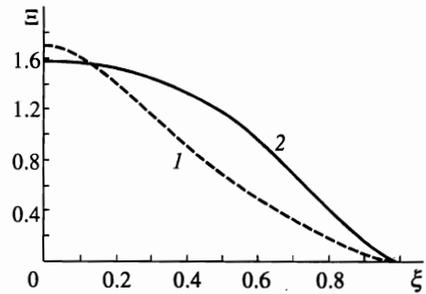


Рис. 2

Рис. 1. Безразмерная эффективная частота столкновений, определяющая релаксацию вектора скорости электронов по полярному углу. Кривая 1 отвечает $R/R_{NL} = 0.03$, а кривая 2 имеет место при $R \gg R_{NL}$

Рис. 2. Безразмерная эффективная частота столкновений, описывающая релаксацию вектора скорости электронов по азимутальному углу. Кривые 1 и 2 соответствуют тем же параметрам, что и на рис. 1

ниями можно пренебречь. В том случае, когда квазистационарное турбулентное состояние устанавливается благодаря черенковскому взаимодействию волн с электронами и ионами и индуцированному рассеянию волн на ионах, квазилинейный интеграл столкновений, описывающий влияние турбулентности на малое отклонение функции распределения электронов δf от максвелловской f_m , имеет вид [14]

$$St_{QL}(\delta f) = \nu_t \frac{v_T^3}{v^3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[(1 - \xi^2) X (\sqrt{1 - \xi^2}) \frac{\partial}{\partial \xi} \delta f \right] + \frac{\Xi (\sqrt{1 - \xi^2})}{1 - \xi^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \delta f \right\}, \quad (2.4)$$

где $\xi = \cos \theta$, θ и φ — углы вектора скорости в сферической системе координат с осью симметрии, расположенной вдоль направления эффективной плотности силы \mathbf{R} . Вид турбулентной частоты столкновений ν_t и функций X и Ξ зависит от абсолютной величины силы R :

$$\nu_t = \sqrt{9\pi/8} R/nmv_s(1 + \delta), \quad R \ll R_{NL}, \quad (2.5)$$

$$\nu_t = \sqrt{9\pi/8} \sqrt{RR_{NL}}/nmv_s, \quad R \gg R_{NL}, \quad (2.6)$$

где $R_{NL} = (1 + \delta^2)nmv_s\omega_{Li}^2 r_D^2 / 6\pi r_{Di}^2$, ω_{Li} и r_{Di} — соответственно ленгмюровская частота и дебаевский радиус ионов, r_D — дебаевский радиус электронов, δ — отношение декрементов черенковского затухания звука на ионах и электронах. Реализующиеся при больших и малых R безразмерные анизотропные частоты столкновений X и Ξ приведены на рис. 1 и 2.

Рассмотрим взаимодействие полностью ионизованной турбулентной плазмы с высокочастотным электромагнитным полем вида

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c. c.}, \quad (2.7)$$

где амплитуда $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ слабо изменяется за период $2\pi/\omega_0$. Примем, что частота ω_0 превышает как ленгмюровскую частоту электронов ω_L , так и эффективную частоту столкновений электронов с ионами и турбулентными шумами. В этих условиях влияние низкочастотных длинноволновых колебаний плотности заряда на осцилляторное движение электронов с частотой ω_0 сильно подавлено [15, 16]. Напротив, сравнительно редкие электрон-ионные столкновения с малыми прицельными параметрами порядка $v_T/\omega_0 \ll r_D$ оказывают основное воздействие на быстропеременное движение электронов. Влияние этих столкновений на отклонение функции распределения от максвелловской можно описать электрон-ионным интегралом столкновений вида

$$\text{St}(\delta f) = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \nu_{ei}(v) \frac{\partial}{\partial v_i} (v^2 \delta_{ij} - v_i v_j) \frac{\partial}{\partial v_j} \delta f, \quad (2.8)$$

где частота $\nu_{ei}(v)$ зависит от скорости согласно соотношению (2.3), в котором v_T заменяется на v и максимальный прицельный параметр кулоновского логарифма равен v_T/ω_0 .

Ограничимся рассмотрением сравнительно небольших интенсивностей излучения, когда амплитуда скорости осцилляций электрона в электромагнитном поле $v_E = |e\mathbf{E}/m\omega_0|$ меньше $v_T/\sqrt{Z} \ll v_T$. Тогда воздействие высокочастотного поля на функцию распределения электронов можно учитывать по теории возмущений. Кроме того, воздействие пондеромоторной силы излучения на электроны будем предполагать малым по сравнению с воздействием эффективной плотности силы \mathbf{R} (2.1). Последнее предположение позволяет пренебречь влиянием излучения на турбулентность. В описанных условиях для неравновесной добавки к функции распределения δf , порождаемой возмущением $\delta\phi$ потенциала квазистационарного электрического поля и высокочастотным излучением, в линейном приближении по интенсивности излучения имеем уравнение вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \delta f + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta f - \text{St}(\delta f, f_m) - \text{St}(f_m, \delta f) - \text{St}_{QL}(\delta f) = \\ = \frac{e}{m} (\nabla \delta \phi) \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} v_E^2 \right) \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) V_{ij} - \\ - \sqrt{\frac{\pi}{8}} v_E^2 \nu_{ei} \frac{\partial}{\partial v_i} \left(f_m \frac{v_i}{v^3} \right) - \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(V_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} v_E^2 \right) v_T \nu_{ei} \frac{\partial}{\partial v_i} \left(f_m \frac{v_j}{v^3} \right). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь V_{ij} — тензор осцилляторных скоростей,

$$V_{ij} = v_{Ei} v_{Ej}^* + v_{Ej} v_{Ei}^*, \quad (2.10)$$

и учтен электрон-электронный интеграл столкновений $\text{St}(\delta f, f_m) + \text{St}(f_m, \delta f)$. Уравнение (2.9) позволяет изучать медленные низкочастотные движения электронов в турбулентной плазме, взаимодействующей с высокочастотным излучением.

3. ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

Считая, что тензор осцилляторных скоростей V_{ij} и возмущение потенциала $\delta\phi$ представляют собой низкочастотные длинноволновые возмущения вида

$$\sim \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t),$$

воспользуемся уравнением (2.9) для отыскания возмущения плотности электронов δn с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} . Вводя функцию δf_c , связанную с δf соотношением

$$\delta f = \delta f_c - \frac{e\delta\phi}{mv_T^2} f_m - I f_m + \frac{1}{8} V_{ij} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j}, \quad (3.1)$$

где $I = v_E^2/4v_T^2$, для отыскания δf_c имеем уравнение

$$\begin{aligned} & -i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})\delta f_c - \text{St}(\delta f_c, f_m) - \text{St}(f_m, \delta f_c) - \text{St}_{QL}(\delta f_c) = \\ & = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} v_E^2 v_T \nu_{ei} \frac{\partial}{\partial v_i} \left(f_m \frac{v_i}{v^3} \right) - \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(V_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} v_E^2 \right) v_T \nu_{ei} \frac{\partial}{\partial v_i} \left(f_m \frac{v_j}{v^3} \right) - \\ & - i\omega I f_m - i\omega \frac{e\delta\phi}{mv_T^2} f_m + \text{St}_{QL} \left(\frac{1}{8} V_{ij} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j} \right). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Поскольку уравнение (3.2) линейное, то все неоднородные слагаемые в правой части приводят к независимым вкладам в δf_c . В частности, при $\omega < kv_T$ и $kv_T > \nu_t$ слагаемое, содержащее $\delta\phi$, дает вклад в δf_c , приводящий к бесстолкновительному затуханию Ландау. Выделяя только бесстолкновительный вклад из δf_c и принимая во внимание соотношение (3.1), запишем следующее выражение для возмущения плотности:

$$\delta n_T = -n \left[I + \frac{e\delta\phi}{mv_T^2} \left(1 + i \frac{\omega}{kv_T} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \right) \right], \quad (3.3)$$

которое обусловлено влиянием возмущения потенциала $\delta\phi$ и пондеромоторной силы на основную массу электронов со скоростями $v \sim v_T$. При этом не учитываются обусловленные слагаемым $i\omega I f_m$ поправки к эффекту пондеромоторной силы, так как они малы в обсуждаемых далее условиях.

Далее рассмотрим уравнение (3.2) для подтепловых столкновительных электронов в условиях

$$\omega \ll \nu_t(v) = \nu_t v_T^3/v^3, \quad kv \ll \nu_t(v)$$

и без учета слагаемого $i\omega I f_m$. Решение ищем в виде $\delta f_c = \delta f_0 + \delta f_a$, где $\delta f_0 = \int d\Omega \delta f_c/4\pi$, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, а малая анизотропная добавка находится из уравнения

$$i\mathbf{k}\mathbf{v}\delta f_0 = \text{St}_{QL}(\delta f_a). \quad (3.4)$$

Усредняя исходное уравнение (3.2) по углам вектора скорости и используя решение уравнения (3.4), для отыскания δf_0 приближенно имеем

$$\begin{aligned} & -i\omega\delta f_0 + \frac{v^2}{4\nu_t(v)} (\beta_{\parallel} k_z^2 + \beta_{\perp} k_{\perp}^2) \delta f_0 - \frac{1}{Z} \nu_{ei} \frac{v_T^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^2 \frac{\partial}{\partial v} \delta f_0 \right) = \\ & = -\frac{i\omega}{mv_T^2} e\delta\phi f_m(v) - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{v_E^2}{vv_T} \nu_{ei} f_m(v) \delta \left(\frac{v^2}{2v_T^2} \right), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $k_z = (\mathbf{k}\mathbf{n})$, $k^2 = k_z^2 + k_{\perp}^2$, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ — единичный вектор эффективной плотности силы, а коэффициенты β_{\parallel} и β_{\perp} равны:

$$\beta_{\parallel} = 0.18, \quad \beta_{\perp} = 0.02, \quad R \ll R_{NL}, \quad (3.6)$$

$$\beta_{\parallel} = 0.25, \quad \beta_{\perp} = 0.80, \quad R \gg R_{NL}. \quad (3.7)$$

Ниже уравнение (3.5) исследуется в предположении, что параметр

$$N_t = Z \frac{v_T^2}{\sqrt{2} \nu_t \nu_{ei}} (\beta_{\parallel} k_z^2 + \beta_{\perp} k_{\perp}^2) \quad (3.8)$$

много больше единицы. В этом пределе вклад от δf_0 в возмущение плотности обусловлен подтепловыми электронами со скоростями $v \sim v_T N_t^{-1/7} < v_T$. С учетом этого обстоятельства при написании уравнения (3.5) сделано два приближения. Во-первых, электрон-электронный интеграл столкновений записан для медленных электронов с $v < v_T$, а во-вторых, в правой части уравнения (3.5) пренебрегли единицей по сравнению с δ -функцией. Следуя работам [7, 13], в пределе $N_t \gg 1$ и при следующем ограничении на частоту:

$$\omega \ll \nu_t(v) [kv/\nu_t(v)]^2, \quad (3.9)$$

можно записать асимптотически точное решение уравнения (3.5). Поскольку возмущение плотности определяется частицами со скоростями $v \sim v_T N_t^{-1/7} < v_T$, а $N_t \gg 1$, то приводимые далее результаты имеют место при следующих ограничениях на частоту (см. (3.9)) и волновой вектор возмущений:

$$\omega \ll N_t^{2/7} \nu_{ei}/Z, \quad (3.10)$$

$$kl_t(\theta_k) \gg \sqrt{l_t(\theta_k)/Zl}. \quad (3.11)$$

Здесь использованы обозначения

$$l_t(\theta_k) = l_t \beta(\theta_k) / \sqrt{2}, \quad (3.12)$$

$$l_t = v_T / \nu_t \ll l = v_T / \nu_{ei}, \quad (3.13)$$

$$\beta(\theta_k) = \beta_{\parallel} \cos^2 \theta_k + \beta_{\perp} \sin^2 \theta_k, \quad (3.14)$$

где θ_k — угол между волновым вектором возмущений и направлением эффективной плотности силы, вызывающей турбулентность. С учетом этих замечаний, интегрируя решение уравнения (3.5) по модулю скорости и добавляя вклад от тепловых электронов δn_T (3.3), находим $\delta n = \delta n_I + \delta n_{\phi}$,

$$\delta n_I = -In \left(1 + \beta_0 Z N_t^{-2/7} \right), \quad (3.15)$$

$$\delta n_{\phi} = -\frac{e\delta\phi}{mv_T^2} n \left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{kv_T} + i\beta_{1/2} \frac{\omega}{\nu_{ei}} Z N_t^{-5/7} \right), \quad (3.16)$$

где $\beta_0 = 1.16$, $\beta_{1/2} = 0.82$. Соотношения (3.15), (3.16) составляют основу дальнейшего рассмотрения таких электромагнитных явлений, как филаментация и вынужденное рассеяние Манделъштама–Бриллюэна.

В формулах (3.15) и (3.16) слабостолкновительный вклад подтепловых электронов оказывается больше бесстолкновительного при не слишком больших значениях k . В

то же время условие $N_t \gg 1$ требует достаточно больших значений k . Это приводит к следующим двум соотношениям. Во-первых, влияние пондеромоторной силы в (3.15) мало, если

$$Z^{7/2} > k^2 Z l l_t(\theta_k) \gg 1. \quad (3.17)$$

Во-вторых, слабостолкновительный вклад в (3.16) оказывается больше бесстолкновительного затухания Ландау, если

$$[Zl/l_t(\theta_k)]^{7/3} > k^2 Z l l_t(\theta_k) \gg 1. \quad (3.18)$$

При этом для выполнения соотношения (3.17) необходимо условие $Z \gg 1$. В отличие от этого в случае соотношения (3.18) подобное условие не является необходимым, поскольку всегда $Z \gg l_t(\theta_k)/l$.

С другой стороны, в турбулентной плазме возможна такая ситуация, когда возмущение плотности электронов, определяющееся интенсивностью излучения, связано с пондеромоторной силой, а возмущение (3.16) связано с подтепловыми столкновительными электронами. Это имеет место в том случае, когда для волнового вектора \mathbf{k} выполнено условие

$$[Zl/l_t(\theta_k)]^{7/3} > k^2 Z l l_t(\theta_k) > Z^{7/2}. \quad (3.19)$$

Последнее возможно при не слишком большой кратности ионизации:

$$Z < [l/l_t(\theta_k)]^2. \quad (3.20)$$

В заключение этого раздела необходимо сделать следующее замечание относительно того, что при написании уравнения (3.5) мы полностью пренебрегли зависимостью v_T от времени. Если считать, что греющее излучение достаточно однородно и можно пренебречь выносом тепла, то скорость изменения во времени тепловой скорости характеризуется уравнением

$$\frac{d}{dt} v_T^2 = \frac{1}{3} v_{E_0}^2 \nu_{ei}(v_T), \quad (3.21)$$

где $v_{E_0} = |e\mathbf{E}_0/m\omega_0|$, \mathbf{E}_0 — напряженность однородного в пространстве греющего плазму излучения. Подобно условию (3.9) зависимостью v_T от времени в уравнении (3.5) можно пренебречь при условии

$$\nu_t(v) [kv/\nu_t(v)]^2 \gg v_{E_0}^2 \nu_{ei}(v_T)/v_T^2. \quad (3.22)$$

Принимая во внимание, что $v \sim v_T N_t^{-1/7}$, можно записать последнее соотношение в виде

$$v_T^2 N_t^{2/7} / Z \gg v_{E_0}^2. \quad (3.23)$$

Поскольку $N_t \gg 1$, то условие (3.23) является более слабым, чем принятое ранее ограничение

$$v_{E_0}^2 \ll v_T^2 / Z, \quad (3.24)$$

обеспечивающее возможность пренебречь влиянием нагрева электронов при обратном тормозном поглощении излучения на вид функции распределения электронов.

4. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

С целью рассмотрения явления филаментации лазерного излучения в формуле (3.15) примем, что электрическое поле имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = [E_0 + \delta E_1 \exp(iky) + \delta E_{-1} \exp(-iky)] \mathbf{e}_x \exp(ik_0 z), \quad (4.1)$$

где E_0 — напряженность поля основной волны, $\delta E_{\pm 1}$ — малые амплитуды филаментационных возмущений, k_0 — волновое число, а \mathbf{e}_x — единичный вектор поляризации излучения. Тогда в линейном приближении по малым амплитудам имеем

$$|\mathbf{E}|^2 = |E_0|^2 + (\delta E_1 E_0^* + E_0 \delta E_{-1}^*) \exp(iky) + \text{с.с.} \quad (4.2)$$

В соответствии с полученной ранее формулой (3.15) возмущение напряженности поля излучения приводит к возмущению плотности электронов

$$\delta n = -\frac{n}{16\pi n_c m v_T^2} (E_0^* \delta E_1 + E_0 \delta E_{-1}^*) \left(1 + \beta_0 Z N_t^{-2/7}(\theta_k)\right), \quad (4.3)$$

где $n_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$ — критическая плотность электронов, θ_k — угол между компонентой волнового числа k и направлением анизотропии турбулентных шумов. В (4.3) слагаемое, не зависящее от β_0 , описывает модуляцию плотности электронов, обусловленную воздействием пондеромоторной силы. Напротив, содержащее β_0 слагаемое характеризует модуляцию плотности из-за нагрева медленных электронов при обратном тормозном поглощении излучения, являющегося суперпозицией полей пробной волны и возмущений. В соответствии с уравнениями Максвелла амплитуды малых возмущений электромагнитного поля удовлетворяют укороченным уравнениям вида

$$\left(2ik_0 \frac{d}{dz} - k^2\right) \delta E_1(z) = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\delta n}{n_c} E_0, \quad (4.4)$$

$$\left(-2ik_0 \frac{d}{dz} - k^2\right) \delta E_{-1}^*(z) = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\delta n}{n_c} E_0^*. \quad (4.5)$$

Решение этих уравнений ищем в виде экспоненциально нарастающих функций вдоль направления основной волны $\delta E_1 \sim \delta E_{-1}^* \sim \exp(Gz)$. Принимая во внимание соотношение (4.3), из системы (4.4), (4.5) для коэффициента пространственного усиления филамента находим

$$G^2(k) = \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[q^2(k) - \frac{k^2}{4}\right], \quad (4.6)$$

$$q^2(k) = \frac{n\omega_0^2}{32\pi n_c^2 m v_T^2 c^2} |E_0|^2 \left(1 + \beta_0 Z N_t^{-2/7}\right). \quad (4.7)$$

Влияние турбулентности на филаментацию проявляется в условиях

$$\beta_0 Z \gg N_t^{2/7} \equiv N_0^{2/7} (k/k_0)^{4/7} \gg 1, \quad (4.8)$$

когда модуляция плотности электронов обусловлена нагревом медленных электронов при обратном тормозном поглощении излучения. В диапазоне волновых чисел

$$(\beta_0 Z)^{7/4} k_0 / \sqrt{N_0} \gg k \gg k_0 / \sqrt{N_0} \equiv [Z I I_t(\theta_k)]^{-1/2}, \quad (4.9)$$

коэффициент пространственного усиления филамента достигает максимального значения

$$G_m(\theta_k) = \frac{3k_0}{2\sqrt{5}} \frac{Z^{5/9}}{[k_0^2 l_t(\theta_k)]^{2/9}} \left[\frac{5\beta_0}{112\pi} \frac{n\omega_0^2 |E_0|^2}{n_c^2 m v_T^2 k_0^2 c^2} \right]^{7/9} \quad (4.10)$$

для волнового числа

$$k_m(\theta_k) = \frac{k_0 Z^{5/18}}{[k_0^2 l_t(\theta_k)]^{1/9}} \left[\frac{5\beta_0}{112\pi} \frac{n\omega_0^2 |E_0|^2}{n_c^2 m v_T^2 k_0^2 c^2} \right]^{7/18}, \quad (4.11)$$

которое удовлетворяет неравенствам $k_0 \gg k_m \gg G_m$. Отвечающее максимуму пространственного усиления волновое число k_m находится в диапазоне рассматриваемых волновых чисел (4.9), если параметры излучения и плазмы удовлетворяют условиям

$$(\beta_0 Z)^{9/2} \gg \frac{5\beta_0}{28} \frac{\omega_L^2}{c^2} \frac{v_{E_0}^2}{v_T^2} Z^2 l_t(\theta_k) \gg 1. \quad (4.12)$$

Для плазмы с многозарядными ионами, когда $Z \gg 1$, условия (4.12) выполняются в широком диапазоне частот и интенсивностей излучения. Предположим, что характерный масштаб изменения плотности плазмы равен L . Тогда, используя оценку $G_m L = 2\pi$, для порога филаментации находим

$$|E_0|_{th, \theta_k}^2 = \frac{112\pi}{5\beta_0} \left(\frac{4\pi\sqrt{5}}{3k_0 L} \right)^{9/7} Z^{-5/7} [k_0^2 l_t(\theta_k)]^{2/7} \frac{n_c^2}{n} m \left(\frac{k_0 c}{\omega_0} v_T \right)^2. \quad (4.13)$$

В свою очередь оценка волнового числа на пороге филаментации дает [7]

$$(k_m)_{th} = k_0 \left(\frac{4\pi\sqrt{5}}{3k_0 L} \right)^{1/2} \simeq 1.22 k_0 \left(\frac{2\pi}{k_0 L} \right)^{1/2}. \quad (4.14)$$

Подставляя это выражение в неравенство (3.17), получаем

$$Z^{7/2} \gg 60 Z l_t(\theta_k) / \lambda_0 L \gg 1, \quad (4.15)$$

где $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ — длина волны накачки. Сравним выражения (4.10)–(4.13) с их аналогами, полученными ранее в теории филаментации для ламинарной плазмы [7, 10, 11]. Филаментация в плазме с ионно-звуковой турбулентностью имеет два существенных отличия от филаментации в ламинарной плазме. Во-первых, из-за изменения длины свободного пробега электронов коэффициент пространственного усиления филамента в турбулентной плазме согласно (4.10) в $(l/l_t)^{2/9}$ раз больше, характерный масштаб наиболее эффективно возрастающих возмущений $\sim 1/k_m$ согласно (4.11) в $(l_t/l)^{1/9}$ раз меньше, порог филаментации согласно (4.13) в $(l_t/l)^{2/7}$ раз ниже. Во-вторых, из-за анизотропии рассеяния электронов в турбулентной плазме величины $G_m(\theta_k)$, $k_m(\theta_k)$ и $|E_0|_{th, \theta_k}^2$ зависят от угла θ_k между волновым вектором возмущений и направлением анизотропии турбулентных шумов. Проявление анизотропии в явлении филаментации зависит от уровня турбулентных шумов. Например, при сравнительно низком уровне турбулентности, когда $R \ll R_{NL}$ (2.5), имеем

$$\frac{G_m(\theta_k = 0)}{G_m(\theta_k = \pi/2)} = 0.61, \quad \frac{k_m(\theta_k = 0)}{k_m(\theta_k = \pi/2)} = 0.78, \quad \frac{|E_0|_{th, \theta_k=0}^2}{|E_0|_{th, \theta_k=\pi/2}^2} = 1.87. \quad (4.16)$$

Напротив, при $R \gg R_{NL}$ (2.6) отношение рассматриваемых величин при $\theta_k = 0$ и $\theta_k = \pi/2$ изменяется:

$$\frac{G_m(\theta_k = 0)}{G_m(\theta_k = \pi/2)} = 1.29, \quad \frac{k_m(\theta_k = 0)}{k_m(\theta_k = \pi/2)} = 1.14, \quad \frac{|E_0|_{t\hbar, \theta_k=0}^2}{|E_0|_{t\hbar, \theta_k=\pi/2}^2} = 0.72. \quad (4.17)$$

Необходимыми условиями проявления описанных выше закономерностей филаментации являются неравенства (4.12), которые сравнительно просто реализуются для турбулентной плазмы с многозарядными ионами, в которой эффективно поглощается лазерное излучение, греющее мишень.

5. ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

Рассмотрим рассеяние пробной электромагнитной волны

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + \text{c. c.} \quad (5.1)$$

с частотой $\omega_0 = (\omega_L^2 + k_0^2 c^2)^{1/2}$ на ионно-звуковых колебаниях плотности электронов

$$\frac{1}{2} \delta n \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \mathbf{r}) + \text{c. c.} \quad (5.2)$$

с частотой $\omega \ll \omega_0$. Как обычно, поле рассеянной волны представим в виде

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}_{-1} \exp(-i\omega_{-1} t + i\mathbf{k}_{-1} \mathbf{r}) + \text{c. c.}, \quad (5.3)$$

где частота $\omega_{-1} = (\omega_L^2 + k_{-1}^2 c^2)^{1/2}$ и волновой вектор \mathbf{k}_{-1} связаны с ω_0 , \mathbf{k}_0 и ω , \mathbf{k} соотношениями

$$\omega_{-1} = \omega_0 - \omega, \quad \mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}. \quad (5.4)$$

Считая поле основной волны \mathbf{E}_0 заданным, для амплитуды поля рассеянной волны и для малой амплитуды возмущения плотности электронов запишем систему двух линейных уравнений вида

$$\left[\omega_{-1}^2 - k_{-1}^2 c^2 - \omega_L^2 \left(1 + \frac{i\nu_{ei}}{\omega_{-1}} \right) \right] \mathbf{E}_{-1}^* = \frac{\delta n}{2n} \omega_L^2 \mathbf{E}_0^*, \quad (5.5)$$

$$(\omega^2 - \omega_s^2 + 2i\omega\gamma_s) \delta n = \frac{e^2 n}{4m^2 v_T^2} \omega_s^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_{-1}^2} \right) \left(1 + \beta_0 Z N_t^{-2/7} \right) \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{-1}^*, \quad (5.6)$$

где $\omega_s = kv_s / \sqrt{1 + k^2 r_D^2}$ — частота, γ_s — декремент затухания звука. При написании правой части уравнения (5.6) использовалось выражение для возмущения плотности электронов (3.15), возникающего как из-за воздействия пондеромоторной силы, так и вследствие обратного тормозного поглощения поля. В соответствии с третьим разделом такое выражение имеет место при условии $N_t = Zk^2 l l_t(\theta_k) \gg 1$. Входящий в уравнение (5.6) декремент затухания звука состоит из двух частей $\gamma_s = \gamma_i + \gamma_e$, обусловленных

затуханием на ионах γ_i и электронах γ_e . Затухание на ионах возникает как вследствие черенковского взаимодействия звука с ионами, так и из-за ион-ионных столкновений:

$$\gamma_i = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_s^4}{k^3 v_{Ti}^3} \exp\left(-\frac{\omega_s^2}{2k^2 v_{Ti}^2}\right) + \gamma_{ii}, \quad (5.7)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов, а вклад в декремент от ион-ионных столкновений зависит от соотношения частоты ион-ионных столкновений ν_{ii} и частоты звука:

$$\gamma_{ii} = 0.64k^2 v_{Ti}^2 / \nu_{ii}, \quad \nu_{ii} \gg \omega_s, \\ \gamma_{ii} = 0.8\nu_{ii} k^2 v_{Ti}^2 / \omega_s^2, \quad \omega_s \gg \nu_{ii}, \quad (5.8)$$

$$\nu_{ii} = \frac{4\sqrt{\pi} e^4 n}{3m_i^2 v_{Ti}^3} Z^3 \Lambda_i, \quad (5.9)$$

m_i — масса иона, Λ_i — кулоновский логарифм для ионов. Влияние ионно-звуковой турбулентности на движение тепловых ионов считается малым, что оправдано при $\nu_{ii} \gg \nu_i \omega_{Li}^2 / \omega_L^2$. Наконец, используя выражение для нестационарного возмущения плотности электронов (3.16), запишем декремент затухания звука на электронах [13]:

$$\gamma_e = \omega_s \frac{\omega_{Li}}{\omega_L} \left(\frac{\omega_s}{kv_s}\right)^3 \left[\sqrt{\frac{\pi}{8}} + \frac{\beta_{1/2}}{2} (Zkl)^{2/7} (kl_t(\theta_k))^{-5/7} \right], \quad (5.10)$$

где слагаемое $\sqrt{\pi/8}$ отвечает учету бесстолкновительного затухания Ландау.

Вводя обозначения

$$\Delta = \frac{c^2}{2\omega_0} (k^2 - 2\mathbf{k}\mathbf{k}_0), \quad \gamma_E = \frac{\nu_{ei} \omega_L^2}{2\omega_0^2}, \quad (5.11)$$

и пренебрегая малым отличием частот ω_{-1} и ω_0 , из системы уравнений (5.5), (5.6) получаем дисперсионное уравнение для исследования вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в плазме с ионно-звуковой турбулентностью:

$$-(\omega + \Delta + i\gamma_E)(\omega^2 - \omega_s^2 + 2i\omega\gamma_s) = \frac{\omega_s^2}{8\omega_0 r_D^2} v_{E_0}^2 \left\{ 1 + \beta_0 Z^{5/7} [k^2 l_t(\theta_k)]^{-2/7} \right\}. \quad (5.12)$$

Здесь $\omega = \omega_s + \delta\omega$, а смещение частоты $\delta\omega$ относительно мало, $\delta\omega \ll \omega_s$. Кроме того, так как $|\mathbf{k}_{-1}| \simeq |\mathbf{k}_0|$, то $|\Delta| \ll \omega_0$. С целью изучения ВРМБ примем, что частота ω имеет малую мнимую часть $\gamma = \text{Im}\omega$. Инкремент γ максимален, когда смещение частоты $\delta\omega = 0$, а сдвиг $\Delta = -\omega_s$. В этих условиях из уравнения (5.12) находим

$$\gamma = -\frac{1}{2}(\gamma_E + \gamma_s) + \left\{ \frac{1}{4}(\gamma_E - \gamma_s)^2 + \frac{\omega_s v_{E_0}^2}{16\omega_0 r_D^2} [1 + \beta_0 Z^{5/7} (k^2 l_t(\theta_k))^{-2/7}] \right\}^{1/2}. \quad (5.13)$$

Согласно (5.13) абсолютная неустойчивость ВРМБ в турбулентной плазме возникает тогда, когда квадрат осцилляторной скорости электронов в электромагнитном поле больше, чем

$$(v_{E_0}^2)_{th} = 8\nu_{ei} \frac{v_T^2}{\omega_0 \omega_s} \left[1 + \beta_0 Z^{5/7} (k^2 l_t(\theta_k))^{-2/7} \right]^{-1} \times \\ \times \left\{ \gamma_i + \gamma_L \left[1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_{1/2} (Zkl)^{2/7} (kl_t(\theta_k))^{-5/7} \right] \right\}, \quad (5.14)$$

где $\gamma_L = \sqrt{\pi/8} (\omega_{Li}/\omega_L) \omega_s^4 (kv_s)^{-3}$, а декремент γ_i описывается выражениями (5.7)–(5.9). Напомним, что выражение вида (5.14) имеет место в пределе $N_t \gg 1$ или $Zk^2 l_t(\theta_k) \gg 1$. Влияние турбулентности на порог ВРМБ может проявляться по двум причинам. Во-первых, вследствие влияния турбулентности на возмущение плотности из-за тормозного поглощения излучения. Такое влияние проявляется в области волновых чисел, удовлетворяющих условию (3.17). Поскольку $l \gg l_t(\theta_k)$, для таких волновых чисел порог возникновения ВРМБ в $[l_t(\theta_k)/l]^{2/7}$ раз ниже, чем в ламинарной плазме [9]. Вследствие анизотропии рассеяния электронов турбулентными шумами пороговое значение $|E_0|_{th, \theta_k}^2$ зависит от угла между волновым вектором рассеяния и направлением эффективной плотности силы, порождающей турбулентность. Степень анизотропии порога ВРМБ характеризуется соотношениями (4.16), (4.17), теми же, что и для порога филаментации.

Во-вторых, турбулентность влияет на порог ВРМБ вследствие изменения декремента затухания звука на электронах. Это влияние может проявиться в диапазоне волновых чисел (см. (3.18)),

$$\left(\frac{2}{\pi} \beta_{1/2}^2\right)^{7/6} Z^{2/3} [l/l_t(\theta_k)]^{5/3} \gg kl \gg \sqrt{l/Zl_t(\theta_k)}, \quad (5.15)$$

когда сравнительно мало затухание Ландау на электронах. Для того чтобы турбулентные шумы существенно изменили порог ВРМБ, помимо неравенств (5.15) должно быть выполнено условие, обеспечивающее малость затухания звука на ионах:

$$\left(\frac{2}{\pi} \beta_{1/2}^2\right)^{7/6} Z^{2/3} [l/l_t(\theta_k)]^{5/3} (\gamma_L/\gamma_i)^{7/3} \gg kl. \quad (5.16)$$

Если $\gamma_L > \gamma_i$, то ограничение (5.16) более слабое, чем (5.15). В диапазоне волновых чисел (5.15), (5.16), но вне интервала (3.17), увеличение порога ВРМБ в турбулентной плазме, обусловленное влиянием только турбулентности на затухание звука, по сравнению с его величиной в ламинарной плазме характеризуется параметром $[l/l_t(\theta_k)]^{5/7} \gg 1$. В этих же условиях степень анизотропии порога ВРМБ характеризуется соотношениями

$$\begin{aligned} |E_0|_{th, \theta_k=0}^2 / |E_0|_{th, \theta_k=\pi/2}^2 &= 0.21, & R \ll R_{NL}, \\ |E_0|_{th, \theta_k=0}^2 / |E_0|_{th, \theta_k=\pi/2}^2 &= 2.3, & R \gg R_{NL}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Если условия (3.17), (5.15), (5.16) выполнены одновременно, то на порог ВРМБ влияет как изменение эффективной пондеромоторной силы, так и изменение затухания звука в плазме с турбулентными шумами. Совместное влияние двух эффектов приводит к тому, что порог ВРМБ в турбулентной плазме выше, чем в ламинарной в меру величины параметра $[l/l_t(\theta_k)]^{3/7} \gg 1$. При этом степень анизотропии порога ВРМБ описывается соотношениями

$$\begin{aligned} |E_0|_{th, \theta_k=0}^2 / |E_0|_{th, \theta_k=\pi/2}^2 &= 0.39, & R \ll R_{NL}, \\ |E_0|_{th, \theta_k=0}^2 / |E_0|_{th, \theta_k=\pi/2}^2 &= 1.6, & R \gg R_{NL}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Для экспериментальных условий представляет интерес инкремент пространственного усиления рассеянной волны $G = \text{Im } k$, реализующийся в условиях ВРМБ. Рассмотрим проекцию пространственного инкремента на направление рассеянной волны

$G_{-1} = \mathbf{Gk}_{-1}/k_{-1} \simeq \mathbf{Gk}_{-1}/k_0$. Величина G_{-1} имеет максимум, если смещение действительной части частоты равно нулю, $\delta\omega = 0$. При $\delta\omega = 0$, как и для ламинарной плазмы, инкремент пространственного усиления G_{-1} описывается выражением [9]

$$G_{-1} = \frac{\nu_{ei}\omega_L^2}{2\omega_0 k_0 c^2} \left[\frac{v_{E_0}^2}{(v_{E_0}^2)_{th}} - 1 \right], \quad (5.19)$$

где $(v_{E_0}^2)_{th}$, однако, зависит от уровня турбулентных шумов в соответствии с закономерностью (5.14).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенная выше теория простейших нелинейных явлений, возникающих при взаимодействии интенсивного высокочастотного электромагнитного излучения с турбулентной плазмой, позволила выявить новые особенности филаментации и ВРМБ в тех условиях слабостолкновительной плазмы, когда существенно нелокальность электронного переноса тепла. Остановимся подробнее на обсуждении установленных выше закономерностей филаментации и ВРМБ. Сначала обсудим условия проявления новых закономерностей филаментации. Согласно четвертому разделу отвечающее максимуму пространственного усиления филамента волновое число лежит в области применимости нелокальной теории, если интенсивность излучения удовлетворяет неравенству (4.12). С другой стороны, чтобы пренебречь эволюцией распределения электронов во времени, интенсивность излучения должна быть меньше величины, определяемой неравенством (3.24). Совместное выполнение этих неравенств возможно, если

$$N_p, (\beta_0 Z)^{9/2} \gg Z N_p v_{E_0}^2 / v_T^2 \gg 1, \quad (6.1)$$

где введено обозначение

$$N_p = \frac{5\beta_0}{28} \frac{\omega_L^2}{c^2} Z l_l(\theta_k). \quad (6.2)$$

Неравенства (6.1) непротиворечивы, когда не только $Z \gg 1$, но и $N_p \gg 1$. Последнее условие можно представить в виде

$$10\beta(\theta_k) \left(\frac{10}{\Lambda} \right)^2 \left[\frac{10^{19}}{n[\text{см}^{-3}]} \right] \left[\frac{T[\text{эВ}]}{100} \right]^4 \frac{l_t}{Zl} \gg 1. \quad (6.3)$$

Согласно (6.1) и (6.3) влияние нелокальности переноса на филаментацию излучения в турбулентной плазме проявляется при типичных параметрах неизотермической лазерной плазмы. В соответствии с соотношением (4.11) пространственный масштаб наиболее эффективно усиливающегося филамента зависит от уровня турбулентных шумов, плотности и температуры электронов, а также от интенсивности I и длины волны излучения $\lambda_0 = 2\pi/k_0 \simeq 2\pi c/\omega_0$ и имеет вид

$$\lambda_m[\text{см}] = 2\pi/k_m = 7.4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{10}{\Lambda} \right)^{2/9} \left[\frac{T[\text{эВ}]}{100} \right]^{5/6} \times \\ \times \left[\frac{10^{19}}{n[\text{см}^{-3}]} \right]^{11/18} \left[\beta(\theta_k) \frac{l_t}{Zl} \right]^{1/9} \left[\lambda_0^2[\text{мкм}] I \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] 10^{-15} \right]^{-7/18}, \quad (6.4)$$

где $I = c|E_0|^2/4\pi$. Масштаб λ_m больше длины волны излучения λ_0 , но меньше характерного расстояния усиления филамента

$$L_m = 2\pi/G_m = \frac{2\sqrt{5}}{3} \lambda_m^2/\lambda_0 \gg \lambda_m. \quad (6.5)$$

Наконец, пороговое для филаментации значение интенсивности излучения (4.13) сильно зависит от длины волны излучения и равно:

$$I_{th} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] \simeq 5.5 \cdot 10^{18} \left(\frac{10}{\Lambda} \right)^{4/7} \frac{1}{Z} \left[\beta(\theta_k) \frac{l_t}{Zl} \right]^{2/7} \left(\frac{\lambda_0}{L} \right)^{9/7} \times \\ \times \left[\frac{10^{19}}{n[\text{см}^{-3}]} \right]^{11/7} \left[\frac{T[\text{эВ}]}{100} \right]^{15/7} [\lambda_0[\text{мкм}]]^{-32/7}, \quad (6.6)$$

где λ_0 , L , l и l_t измеряются в одних и тех же единицах. Например, для плазмы с параметрами $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ эВ}$, $Z = 5$ и при $\beta(\theta_k)l_t/l = 0.1$, $\lambda_0/L = 0.001$ для излучения с $\lambda_0 = 1 \text{ мкм}$ пороговая величина интенсивности составляет $I_{th} \simeq 6 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$.

Упомянем некоторые эксперименты, имеющие отношение к изложенной выше теории. Прежде всего отметим сравнительно новую работу [17], в которой выполнено экспериментальное исследование филаментации в условиях, когда существенна нелокальность переноса. В [17] углеродо-водородная плазма имеет параметры $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T = 1 \text{ кэВ}$, $Z_{eff} = 3.5$, при которых длина свободного пробега электрона равна $l = 0.005 \text{ см}$. Определяемое размером филамента эффективное волновое число составляет [17] $k_m \sim (3 \div 5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что дает $k_m l \sim (15 \div 25)$ и позволяет говорить о бесстолкновительных тепловых электронах. Для интерпретации результатов в [17] использованы теоретические представления о филаментации, учитывающие как пондеромоторную силу [1], так и нелокальность теплового переноса [6]. Показана необходимость учета нелокальности переноса. По-видимому, анализ эксперимента [17] должен учитывать и влияние турбулентности на электронный перенос. Дело в том, что в эксперименте [17] масштаб неоднородности плотности составляет $L_n \sim 100 \text{ мкм}$. Если предположить, что масштаб неоднородности температуры электронов L_T не превышает $3L_n$, то, следуя теории ионно-звуковой турбулентности [14], можно оценить степень превышения порога ионно-звуковой неустойчивости $p \simeq 0.5(v_T/v_s)(l/L_T)$. Используя оценку [17] для $v_s \simeq 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, находим $p \sim 4$. Это позволяет говорить о возможности возбуждения ионно-звуковой турбулентности электронным тепловым потоком. Следуя изложенной выше теории, оценим параметр $N_t \sim 0.1 Z k_m^2 l l_t \sim 0.1 (Z/p)(k_m l)^2 \sim 20 \div 50$. Поскольку $N_t \gg 1$, в эксперименте [17] может проявляться нелокальность переноса тепла и в турбулентном состоянии. Косвенное доказательство возбуждения турбулентности можно было бы получить, поставив эксперимент на установке [17] с целью выявления анизотропии порога филаментации.

Подходящим объектом для исследования филаментации в турбулентной плазме является также нагреваемая излучением CO_2 -лазера плазма с плотностью $n \simeq 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и небольшой температурой $T \simeq 10 \text{ эВ}$, имеющая масштаб неоднородности температуры $L_T \simeq 0.01 \text{ см}$ [18, 19]. В такой плазме согласно работам [18, 19] причиной ограничения теплопереноса является ионно-звуковая неустойчивость, порог возбуждения которой превышен более чем в 10 раз. Наиболее ярко обусловленные ионно-звуковой турбулентностью эффекты проявляются в токонесущей плазме прямых разрядов, где ионно-звуковая неустойчивость легко возбуждается током [20]. Выберем для

оценок параметры плазмы, которые уже давно являются рабочими для этих установок: $n \simeq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T \simeq 100 \text{ эВ}$, $Z = 5$, $l_t(\theta_k)/l \simeq 0.1$, $l \simeq 0.3 \text{ см}$, $L \simeq 50 \text{ см}$. Рассмотрим взаимодействие обычно используемого для исследования спектров турбулентности (см., например, [21]) излучения CO_2 -лазера ($\lambda_0 = 10 \text{ мкм}$) с такой плазмой. Тогда из (6.6) получаем оценку порога филаментации $I_{th} = 5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. При такой интенсивности излучения размер наиболее эффективно нарастающего филамента составляет (6.4) $\lambda_m \simeq 0.1 \text{ см}$, а длина его усиления (6.5) $L_m \simeq 15 \text{ см}$. При этом величина параметра N_t составляет ~ 50 и необходимо учитывать нелокальность переноса тепла.

Постановка экспериментов по обнаружению выявленных выше закономерностей филаментации возможна и в микроволновом диапазоне частот. В качестве примера подходящих экспериментальных условий можно указать те, которые близки к реализованным в работах [22, 23], нацеленных на исследование высокочастотного нагрева и аномалий электронного переноса. Отметим, что в этих экспериментах уже были указания на возможность возникновения эффектов, обусловленных ионно-звуковой турбулентностью [24].

Обсудим теперь возможность наблюдения ВРМБ в слабостолкновительной плазме в условиях нелокального электронного переноса. Для большей наглядности оценок примем, что затухание звука на ионах меньше, чем на электронах. Кроме того, рассмотрим такую ситуацию, когда выполнены одновременно неравенства (5.15) и (3.17). При этом реализуются закономерности ВРМБ, отвечающие одновременному проявлению изменения затухания звука и перенормировки эффективной пондеромоторной силы из-за нелокальности электронного переноса. В этой ситуации определяющее рассеяние волновое число звуковых колебаний заключено в интервале

$$Z^{5/4} \sqrt{\frac{l}{l_t(\theta_k)}} \min \left\{ 1, \left[l/3\sqrt{Z} l_t(\theta_k) \right]^{7/6} \right\} \gg kl \gg \sqrt{\frac{l}{Z l_t(\theta_k)}}. \quad (6.7)$$

Для таких волновых чисел из (5.14) имеем следующее выражение для интенсивности излучения, отвечающей порогу ВРМБ

$$I_{th} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] \simeq 2 \cdot 10^{11} \left(\frac{\Lambda}{10} \right) \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} (Zkl)^{1/7} \lambda_0^{-1} [\text{мкм}] \times \\ \times \left[\frac{n[\text{см}^{-3}]}{10^{19}} \right] \left[\frac{100}{T[\text{эВ}]} \right]^{1/2} \left[\frac{Zl}{l_t(\theta_k)} \right]^{3/7}, \quad (6.8)$$

где A — отношение масс иона и протона. В свою очередь, для инкремента пространственного усиления из (5.19) находим

$$G_{-1} [\text{см}^{-1}] = 4.4 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\Lambda}{10} \right) \left[\frac{n[\text{см}^{-3}]}{10^{19}} \right]^2 \left[\frac{100}{T[\text{эВ}]} \right]^{3/2} \lambda_0^2 [\text{мкм}] \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right). \quad (6.9)$$

Если $Z = 5$, $A/Z = 2$, $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ эВ}$, $\lambda_0 = 1 \text{ мкм}$, $l/l_t(\theta_k) = 10$, то при $kl = 5$ из (6.8) имеем $I_{th} = 7 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. В этих же условиях из (6.9) следует оценка $G_{-1} \simeq 8 \cdot 10^{-3} (I/I_{th} - 1) \text{ см}^{-1}$. Порог ВРМБ существенно ниже, чем порог филаментации. Это означает, что особенности ВРМБ в условиях нелокального переноса в турбулентной плазме должны проявляться в экспериментах, рассмотренных ранее при обсуждении возможности наблюдения филаментации. Наблюдение этих особенностей

позволило бы получить экспериментальную информацию об уровне турбулентных шумов, а также установить степень анизотропии ионно-звуковых флуктуаций плотности заряда.

Работа выполнена в рамках проекта № 97-02-16779 Российского фонда фундаментальных исследований.

Считаем своим долгом поблагодарить рецензента, подтолкнувшего нас к более подробному обсуждению эксперимента.

Литература

1. W. L. Kruer, *Comm. Plasma Phys. and Contr. Fusion* **9**, 63 (1985).
2. Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 603 (1971).
3. R. D. Jones, W. C. Mead, S. V. Coggeshall, C. H. Aldrich, J. L. Norton, G. D. Pollak, and J. M. Wallace, *Phys. Fluids* **31**, 1249 (1988).
4. F. Cornolti and M. Lucchesi, *Plasma Phys. and Contr. Fusion* **31**, 213 (1989).
5. С. И. Брагинский, *Вопросы теории плазмы*, Вып. 1, Атомиздат, Москва (1963), с. 183.
6. E. M. Epplerlein, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2145 (1990).
7. А. В. Максимов, В. П. Силин, *ЖЭТФ* **103**, 73 (1993).
8. P. K. Shukla, *Phys. Fluids B* **5**, 4253 (1993).
9. A. V. Maximov and V. P. Silin, *Phys. Lett. A* **192**, 67 (1994).
10. К. Н. Овчинников, В. П. Силин, *Физика плазмы* **22**, 436 (1996).
11. К. Н. Овчинников, В. П. Силин, *Краткие сообщения по физике*, ФИАН (1997).
12. В. П. Силин, С. А. Урюпин, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 579 (1996).
13. В. П. Силин, С. А. Урюпин, *ЖЭТФ* **110**, 2028 (1996).
14. V. P. Silin, *Spring college on plasma physics*, Trieste, Italy SMR/150-23 (1985), p. 1.
15. В. П. Силин, *Краткие сообщения по физике*, ФИАН № 5 (1983), с. 59.
16. В. П. Силин, С. А. Урюпин, *ЖЭТФ* **98**, 117 (1990).
17. P. E. Young, *Phys. Plasmas* **2**, 2815 (1995).
18. D. R. Gray, J. D. Kilkenny, M. S. White, P. Blyth, and D. Hull, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1270 (1977).
19. D. R. Gray and J. D. Kilkenny, *Plasma Physics* **22**, 81 (1980).
20. Е. Д. Волков, Н. Ф. Перепелкин, В. А. Супруненко, Е. А. Сухомлин, *Коллективные явления в токонесящей плазме*, Киев, Наукова думка (1978), с. 188.
21. B. F. M. Pots, J. J. H. Coumans, and D. C. Schram, *Phys. Fluids* **24**, 517 (1981).
22. J. M. Liu, J. S. De Groot, J. P. Matte, T. W. Johnston, and R. P. Drake, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2717 (1994).
23. J. M. Liu, J. S. De Groot, J. P. Matte, T. W. Johnston, and R. P. Drake, *Phys. Plasmas* **1**, 3570 (1994).
24. J. S. De Groot, J. M. Liu, J. P. Matte, D. Perdue, T. W. Johnston, R. P. Drake, K. G. Estabrook, W. L. Kruer, A. B. Langdon, V. Yu. Bychenkov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *AIP Conf. Proc. (USA)*, № 318 (1994), p. 135-143.