Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 11, с. 723 – 728

О возможности сильного аномального поглощения СВЧ волн в экспериментах по электронному циклотронному нагреву плазмы на второй гармонике резонанса

Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов[1)]

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 марта 2019 г.
После переработки 21 апреля 2019 г.
Принята к публикации 25 апреля 2019 г.

Показано, что в результате насыщения низкопороговой двухплазмонной распадной неустойчивости пучка сверхвысокочастотных волн больше двух третей мощности накачки может передаваться верхнегибридным волнам, локализованным в окрестности локального максимума плотности плазмы. Этот нелинейный эффект может приводить к существенному изменению профиля выделения энергии при электронном циклотронном резонансном нагреве плазмы в тороидальных ловушках и таким образом объяснять его значительное уширение, часто наблюдающееся в экспериментах.

DOI: 10.1134/S0370274X19110018

Введение. Электронный циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) плазмы широко используется в современных тороидальных установках и планируется для использования в токамаке-реакторе ITER для контроля развития неоклассической тиринг-неустойчивости. Концепция этого метода базируется на представлении, подтвержденном теорией [1, 2], о предсказуемости распространения пучков сверхвысокочастотных (СВЧ) волн и локальности их поглощения в окрестности электронного циклотронного (ЭЦ) резонанса. Однако в последнее время в экспериментах по СВЧ нагреву было отмечено аномальное рассеяние волны накачки со сдвигом частоты [3–5] и обнаружено ускорение ионов плазмы [6, 7]. Эти явления не находили объяснения в рамках как линейной теории, так и существовавших сценариев параметрического распада СВЧ волн, базировавшихся на анализе параметрических процессов в плазме с монотонными профилями плотности и магнитного поля и предсказывавших крайне высокие пороги возбуждения параметрических распадных неустойчивостей (ПРН). Между тем, эти аномальные явления наблюдались при немонотонном профиле плотности плазмы, причиной формирования которого служили либо конвективный вынос плазмы из области мощного ЭЦ нагрева [6], либо особенности удержания плазмы в магнитном острове [8], что не учитывалось в ранних теоретических работах [1, 2]. Наличие немонотонного профиля плотности может приводить к возбуждению локализованных дочерних волн, для которых полностью подавлен конвективный вынос энергии из области распада, что приводит к значительному снижению порога возбуждения ПРН волны накачки. В работах последних лет был определен наиболее опасный сценарий развития ПРН, – распад накачки на две верхнегибридных (ВГ) волны, – и механизмы насыщения этой неустойчивости [9–13]. Развитая теоретическая модель низкопороговой ПРН [9, 10] позволила: 1) интерпретировать аномальное рассеяние накачки как результат вторичного нелинейного процесса слияния различных дочерних ВГ волн [11] и воспроизвести экспериментальные спектр излучения и радиационную температуру [3, 4]; 2) объяснить ускорение ионов [6,7] как следствие нелинейной перекачки мощности накачки в низкочастотные ионные моды, происходящей при насыщении первичной неустойчивости каскадом последующих низкопороговых распадов ВГ волн на запертые в плазме ВГ волны и ионные бернштейновские (ИБ) волны. Однако эта модель не объясняет значительное уширение профиля выделения энергии при ЭЦРН, наблюдаемое в ряде экспериментов [14, 15], так как насыщение ПРН каскадом вторичных распадов [11, 12] обеспечивает хоть и заметный (5–20 %), но не достаточный для объяснения уровень аномального поглощения волны накачки. Соответственно, при развитии ПРН не происходит существенного истощения волны накачки [13]. Отметим, что при сравнении теоретических предсказаний с экспериментом в силу случайных обстоятельств рассмотрение проводи-

[1)]e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

лось для параметров разряда, при которых насыщение первичной ПРН происходит в результате нечетного числа (1 или 3) вторичных распадов [11], что, на первый взгляд, не должно влиять на процесс и уровень насыщения. В настоящей работе мы впервые покажем (аналитически и численно), что при четном числе вторичных распадов система уравнений, описывающая нелинейное взаимодействие волн, не имеет стационарного решения и насыщение неустойчивости достигается в результате истощения накачки на значительно более высоком уровне, чем при нечетном числе вторичных распадов. Это приводит к значительному (более 60 %) аномальному поглощению накачки дочерними ВГ волнами и выделению СВЧ мощности в тех областях плазмы, которые отличаются от предсказываемых линейной теорией. Таким образом, найденный сценарий насыщения низкопороговой ПРН может быть использован для объяснения сильного отличия (уширения) от теоретически предсказываемого профиля выделения энергии, наблюдавшегося при ЭЦРН в тороидальных установках [14, 15].

Низкопороговая двухплазмонная неустойчивость волны накачки. Мы проиллюстрируем обнаруженный эффект, используя параметры, типичные для экспериментов по ЭЦ нагреву (пучок необыкновенных волн в экваториальной плоскости установки, вторая гармоника ЭЦ резонанса) на токамаке TEXTOR, целью которых было изучение возможности контроля тиринг неустойчивости [3, 4]. Измерения с помощью Томсоновской диагностики на этой установке [8] показали немонотонный характер профиля плотности в магнитном острове, с локальным максимумом в О-точке этой магнитной структуры. Эти измерения также продемонстрировали, что в процессе полоидального вращения ширина и максимум возмущения плотности в экваториальной плоскости, где распространяется СВЧ волна, меняются. На рисунке 1 приведен профиль ВГ частоты в один из моментов времени и все соответствующие ему дисперсионные кривые дочерних ВГ собственных мод, запертых в окрестности максимума и имеющих частоту, меньшую или равную половине частоты волны накачки ($T_e = 500$ эВ, $H_0 = 1.8$ Т). Волновые числа первичных волн, частоты которых равны половине частоты волны накачки и соответствуют собственной частоте моды $m_1 = n_1 = 6$, показаны сплошными линиями. Поскольку в неоднородной плазме ПРН возбуждается в узком слое вокруг точки, где выполнены распадные условия, введем декартову систему координат (x, y, z) с центром в точке, соответствующей максимуму профиля ВГ частоты, x является потоковой переменной, z и y – координатами вдоль магнитной силовой линии и перпендикулярно к ней на магнитной поверхности, соответственно. Рассмотрим параметрическую распадную неустойчивость, развивающуюся под действием пучка необыкновенных волн

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}\mathbf{e}_0 E_0(\mathbf{r})\sqrt{\omega_0/(ck_x(x))} \times$$
$$\times \exp\left(i\int_{-\infty}^{x} k_x(\omega_0, k_z, x')dx' - i\omega_0 t\right) + c.c., \quad (1)$$

который имеет вектор поляризации $\mathbf{e}_0 = -i\mathbf{e}_x g/\varepsilon + \mathbf{e}_y$, волновой вектор $k_x = \omega_0/c\sqrt{\varepsilon - g^2/\varepsilon}$ (ε, g – компоненты тензора диэлектрической проницаемости в модели холодной плазмы) и начальное распределение $E_0|_{x\to-\infty} = \sqrt{8P_0/(cw^2)}\exp(-(y^2+z^2)/(2w^2))$, где P_0, w – мощность пучка и его радиус. Развитие низкопороговой неустойчивости двухплазмонного распада описывается системой уравнений, связывающих амплитуды дочерних ВГ волн [9]

$$\begin{aligned}\frac{\partial a_1}{\partial t} + i\Lambda_1\frac{\partial^2 a_1}{\partial z^2} &= \nu_p^*(y,z)b_1;\\ \frac{\partial b_1}{\partial t} - i\Lambda_1\frac{\partial^2 b_1}{\partial z^2} &= \nu_p(y,z)a_1,\end{aligned} \quad (2)$$

где a_1, b_1 – амплитуды первичных ВГ волн, локализованных в окрестности локального максимума профиля ВГ частоты (моды $m_1 = n_1 = 6$) и распространяющихся в противоположных направлениях, которые нормированы на плотность энергии, измеряемой в $T_e/(\pi w^2)$; Λ_1 – коэффициенты дифракции волн вдоль магнитного поля, усредненные по области локализации,

$$\nu_p = i\frac{3E_0|_{x\to-\infty}}{4H}\frac{|\omega_{\mathrm{ce}}|^2}{\omega_0} \times$$
$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\sqrt{\frac{k_x(x)c}{\omega_0}}|\phi_m(x)|^2\exp\left(i\int_{-\infty}^{x} k_x(x'')dx''\right)$$

– коэффициент нелинейной связи;

$$\phi_m(x) = L_m^+(x)^{-1/2}\exp\left(i\int_{x_l(m)}^{x} q_x^+(\xi)d\xi - i\pi/4\right) +$$
$$+ L_m^-(x)^{-1/2}\exp\left(i\int_{x_l(m)}^{x} q_x^-(\xi)d\xi + i\pi/4\right) \quad (3)$$

– собственные функции, найденные в ВКБ приближении; $q_x^{\pm}$ – волновой вектор ВГ волны при $q_z = 0$, $L_m^{\pm}(x) = |q_x^{\pm}(x)|\int_{x_r(m)}^{x_r(m)} d\xi(|q_x^+(\xi)|^{-1} + |q_x^-(\xi)|^{-1})$,

$q_x^{\pm} = q_x^{\pm}(\omega_m)$. Выбор $q_z = 0$ позволяет искать решение, для которого вынос вдоль магнитного поля минимален. Волновой вектор $q_y = q_y(m)$ является решением уравнения $\int_{x_l(m)}^{x_r(m)}(q_x^{+}(\omega_0/2, q_{.y}, \xi) - q_x^{-}(\omega_0/2, q_{.y}, \xi))d\xi = \pi(2m+1)$, где $x_{l,r}(m)$ – точки поворота волны в потенциальной яме. В (2) мы пренебрегли членами, описывающими вынос энергии ВГ волн из области распада вдоль y, так как для типичных условий экспериментов [3, 4] эти потери энергии много меньше продольных потерь, что позволяет рассмотреть одномерную задачу и получить инкремент наиболее опасной фундаментальной моды первичной ПРН (см. [9])

$$\gamma = \tag{4}$$

$$= \sqrt{|\nu_p(0)|^2 - \left(3\sqrt{\pi}|\nu_p(0)|\sqrt{\Lambda_1}\Gamma(3/4)/(2w\Gamma(1/4))\right)^{4/3}}.$$

Насыщение первичной неустойчивости. Наиболее вероятным механизмом насыщения неустойчивости низкопорогового двухплазмонного распада является каскад последовательных низкопороговых распадов обеих дочерних ВГ волн, которые продолжаются до тех пор, пока возбуждаются локализованные ВГ волны [12–14]. Как видно на рис. 1, при выбранном профиле ВГ частоты возможно лишь два вторичных распада первичных волн (сплошные линии), которые приводят к последовательному возбуждению двух соседних собственных мод $m_2 = n_2 = 7$, $f-2 = 69.972$ ГГц (штрихованные линии) и $m_3 = n_3 = 8$, $f_3 = 69.9444$ ГГц (штрих-пунктирные линии). Третий распад ведет к возбуждению незапертой дочерней верхнегибридной волны (штрих-пунктир-пунктирная линия). Порог ее возбуждения много больше, чем у предыдущих распадов. Поскольку он не может быть превзойден – это обрывает цепочку вторичных распадов. Разница частот двух ближайших собственных мод лежит в диапазоне частот ионного циклотронного (ИЦ) резонанса. Поэтому низкочастотные колебания, которые принимают участие в трехволновом взаимодействии и позволяют удовлетворить распадным условиям – это ионные бернштейновские (ИБ) волны в окрестности фундаментальной гармоники ИЦ частоты. ИБ волны распространяется строго поперек магнитного поля вдоль x и ее амплитуду можно описать с помощью метода огибающих и выразить через амплитуды нелинейно связанных ВГ волн. Используя собственные функции (3) при описании амплитуд вторичных ВГ волн и процедуру укорачивания волновых уравнений (метод огибающих), можно получить систему уравнений, описывающих первичную неустойчивость и ее насыщение из-за двухступенчатого каскада распадов обеих первичных волн в виде [11]

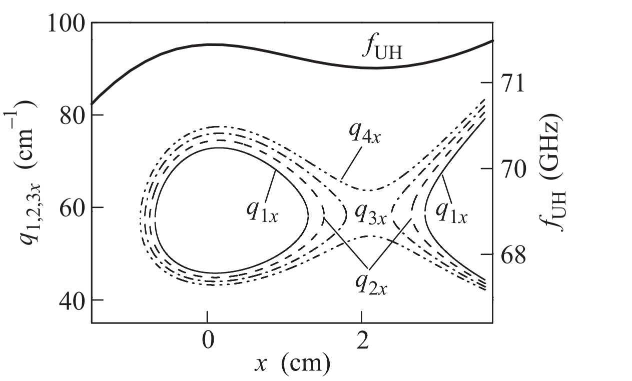

Рис. 1. Дисперсионные кривые первичных ($m_1 = n_1 = 6$, q_{1x}, сплошные линии), вторичных ($m_2 = n_2 = 7$, q_{2x}, штрихованные линии), третичных ($m_3 = n_3 = 8$, q_{3x}, штрих пунктирные линии) и нелокализованных (q_{4x}, штрих пунктир пунктирные линии) ВГ волн и профиль ВГ частоты (сплошная толстая линия). $T_e = 500$ эВ, $H_0 = 1.8$ Т, $f_1 = 70$ ГГц, $f_2 = 69.972$ ГГц, $f_3 = 69.9444$ ГГц

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial a_1}{\partial t} + i\Lambda_1\frac{\partial^2 a_1}{\partial z^2} = \nu_p^*(z)b_1 - \nu_s^*|a_2|^2 a_1;\\
&\frac{\partial b_1}{\partial t} - i\Lambda_1\frac{\partial^2 b_1}{\partial z^2} = \nu_p(z)a_1 - \nu_s|b_2|^2 b_1.
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial a_2}{\partial t} - i\Lambda_2\frac{\partial^2 a_2}{\partial z^2} = \nu_s^*|a_1|^2 a_2 - \nu_t^*|a_3|^2 a_2;\\
&\frac{\partial b_2}{\partial t} + i\Lambda_2\frac{\partial^2 b_2}{\partial z^2} = \nu_s|b_1|^2 b_2 - \nu_t|b_3|^2 b_2;\\
&\frac{\partial a_3}{\partial t} + i\Lambda_3\frac{\partial^2 a_3}{\partial z^2} = \nu_t^*|a_2|^2 a_3;\\
&\frac{\partial b_3}{\partial t} - i\Lambda_3\frac{\partial^2 b_3}{\partial z^2} = \nu_t|b_2|^2 b_3.
\end{aligned} \tag{6}$$

В системе уравнений (6) (a_2, b_2) и (a_3, b_3) – безразмерные амплитуды для пары соответственно вторичных и третичных ВГ волн, нормированных аналогично амплитудам первичных волн, $\Lambda_{2,3}$ – коэффициенты дифракции вторичных ВГ волн вдоль магнитного поля, аналогичные Λ_1, введенному выше; $\nu_s = \nu(m_1, m_2)$ и $\nu_t = \nu(m_2, m_3)$ – описывают вторичные и третичные распады, где

$$\nu(m,n) = \frac{T_e c^2\omega_0}{20w^2H^2\omega_{ce}^2}\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty}dx\int_{x}^{\infty}dx'\left(q_{IB}(x)q_{IB}(x')\right)^{3/2}\times$$

$$\times \phi_m(x)\phi_n^*(x)\phi_m^*(x')\phi_n(x')\exp\left(i\int_x^{x'} q_{IB}(s)ds\right),$$

q_{IB} – волновой вектор ИБ волны (см. монографию [16]), возбуждающейся при вторичном распаде. Как было показано в [11], в случае, когда профиль плотности плазмы допускает реализацию каскадов, состоящих только из одного ($\nu_t = 0$) или трех последовательных распадов первичных волн, неустойчивость насыщается на сравнительно невысоком уровне, не приводящем к значительному истощению накачки. Уровень насыщения дочерних волн при этом находится из условий баланса нелинейной накачки и потерь соответствующих дочерних волн. В случае двухступенчатого каскада анализ баланса накачки и потерь приводит к противоречивым результатам. С одной стороны, амплитуда вторичной ВГ волны оценивается из условия стабилизации третичной неустойчивости как $|a_2| \sim |\Lambda_3/|w^2\nu_t||^{1/2}$. С другой – из условия насыщения первичной неустойчивости $|a_2| \sim |\nu_p|/|\nu_s|$. Две оценки уровня насыщения вторичной волны при параметрах эксперимента не совпадают и являются взаимоисключающими. Кроме того, наличие стационарного решения предполагает баланс интенсивности нелинейного усиления вторичной волны $\propto \nu_s|a_1|^2$ и ее потерь при последующем распаде $\propto \nu_t|a_3|^2$, что делает уровни насыщения (если бы оно существовало) первичных и третичных волн неопределенными. Обнаруженные противоречия указывают на отсутствие стационарного решения системы уравнений (5), что подтверждается непосредственным численным решением. В этих условиях существенным может оказаться истощение волны накачки, учет которого в уравнениях (5) обеспечивает насыщение неустойчивости и существование стационарного решения. Изменение амплитуды накачки в области распада в пренебрежении ее дифракцией в этой узком слое дается следующим соотношением [13]

$$E_0 = E_0|_{x\to\infty}(y,z) - 4\pi/c\int_{-\infty}^{x} dx'\sqrt{\omega_0/(ck_x(x'))}\times$$

$$\times J(\omega_0,x')\exp\left(-i\int_{-\infty}^{x'} k_x(\omega_0,x'')dx'' + i\omega_0 t\right), \quad (7)$$

где P_0 – мощность пучка накачки, w – его полуширина, J – нелинейная плотность тока, описывающая взаимодействие накачки с дочерними ВГ волнами. С помощью (7), процедуры теории возмущений и укорачивания для амплитуд первичных ВГ волн, получим уравнения, учитывающие истощение накачки и, таким образом, обобщающие уравнения (5)

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + i\Lambda_1\frac{\partial^2 a_1}{\partial z^2} = \nu_p^*(z)b_1 - \nu_d^*|b_1|^2 a_1 - \nu_s^*|a_2|^2 a_1;$$
$$\frac{\partial b_1}{\partial t} - i\Lambda_1\frac{\partial^2 b_1}{\partial z^2} = \nu_p(z)a_1 - \nu_d|a_1|^2 b_1 - \nu_s|b_2|^2 b_1. \quad (8)$$

где

$$\nu_d = \frac{9}{2}\frac{T_e}{w^2H^2}\frac{|\omega_{\rm ce}|^4}{\omega_0^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\int\limits_{-\infty}^{x} dx'\times$$

$$\times\sqrt{k_x(x)k_x(x')}|\phi_m(x)|^2|\phi_m(x')|^2\exp\left(i\int_{x'}^{x} k_x(s)ds\right)$$

– коэффициент связи, описывающий истощение накачки [13]. Предположим существование стационарного режима насыщения неустойчивости. В этом случае мы можем оценить уровни насыщения ВГ волн в пределах пучка, анализируя правые части системы уравнений (6) и (8). В частности, энергия вторичных волн в области распада $|a_2|^2$ должна быть такой, чтобы нелинейная накачка третичных волн $\nu_t|a_2|^2$ компенсировалась дифракционными потерями, характеризующимися временем $\tau = w^2/\Lambda_3$

$$|a_2^s|^2 \approx 1/(\tau\nu_t). \quad (9)$$

Рост энергии первичных плазмонов в пределах пучка $|a_1|^2$ насыщается из-за истощения накачки, достаточного, чтобы прервать первичную неустойчивость

$$|a_1^s|^2 \approx (|\nu_p(0)| - |\nu_s||a_2^s|^2)/|\nu_d|. \quad (10)$$

В стационарном режиме баланс первых (накачка при вторичном распаде) и вторых (потери энергии при третичном неустойчивости) членов 1-го и 2-го из уравнений (6) дает оценку уровня насыщения энергии третичных волн в области распада

$$|a_3^s|^2 \approx |a_1^s|^2|\nu_s|/|\nu_t|. \quad (11)$$

Анализируя (10), отметим, что первичная неустойчивость, являющаяся источником энергии для всего каскада, должна насыщаться из-за существенного истощения волны накачки. Это обусловлено насыщением вторичных волн на низком уровне (9) из-за третичной неустойчивости, что снижает роль членов $\nu_s^*|a_2|^2 a_1$, $\nu_s|b_2|^2 b_1$ в энергетическом балансе первичной неустойчивости и практически исключает влияние вторичных распадов при выходе системы в режим насыщения. Напротив, при нечетном числе вторичных распадов насыщение первичной неустойчивости происходит на уровне в $|\nu_p|/|\nu_d| \gg 1$ раз ниже, чем в случае четного числа вторичных распадов.

Численное исследование насыщения первичной неустойчивости. Далее решим систему уравнений (6), (8) численно, предполагая тепловой начальный уровень всех ВГ волн и накладывая периодические граничные условия на границах области интегрирования $(-z_B, z_B)$. Размер этой области выбирается таким, чтобы для наиболее низкопороговых мод расчет происходил за промежуток времени, который много меньше времени возвращения ВГ волны обратно в область распада при циркуляции в этом боксе. Таким образом, полученное решение будет промежуточной асимптотикой, которая, однако, будет правильно описывать экспериментальные наблюдения и механизм насыщения неустойчивости. Результаты численного расчета для типичных условий ЭЦРН экспериментов на токамаке TEXTOR ($P_0 = 1$ МВт, $w = 1$ см) приведены на рис. 2, где показана эволюция энергии

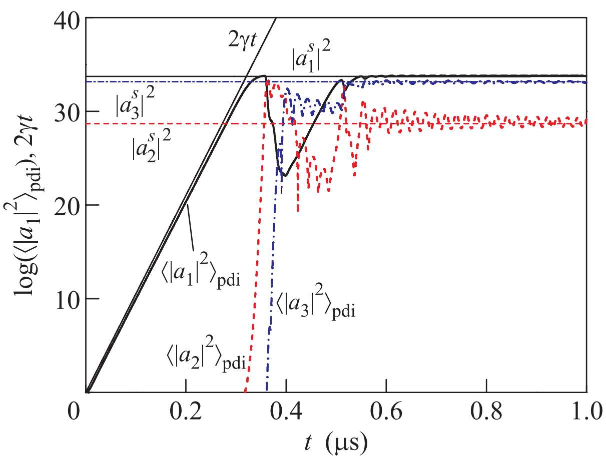

Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция энергии первичных (сплошная линия), вторичных (пунктирная линия) и третичных (штрих пунктирная линия) ВГ волн в области распада в полулогарифмическом масштабе. Экспоненциальный рост энергии первичных волн адекватно описывается коэффициентом усиления $2\gamma t$, где γ дан в (4). Тонкие горизонтальные линии – оценка уровней насыщения. $T_e = 500$ эВ, $H_0 = 1.8$ Т, $P_0 = 1$ МВт, $w = 1$ см

первичных (сплошная линия), вторичных (штрихованная линия) и третичных (штрихпунктирная линия) ВГ волн в области распада $\langle|a_{1,2,3}|^2\rangle_{\rm pdi} = (\pi w^2)^{-1/2} \int_{2z_B} dz |a_{1,2,3}(z)|^2 \exp(-z^2/w^2)$ в полулогарифмическом масштабе. Экспоненциальный рост энергии первичных волн адекватно описывается коэффициентом усиления $2\gamma t$, где инкремент γ определен в (4). Тонкие горизонтальные линии – оценка уровней насыщения (9)–(11) – демонстрируют разумное согласие теоретических оценок и результатов расчета. Интегрируя по всему боксу $\Delta W = T_e/(\sqrt{\pi} w) \sum_{i=1\div 3} \int_{2z_B} dz (|a_i|^2 + |b_i|^2)$, найдем эво-

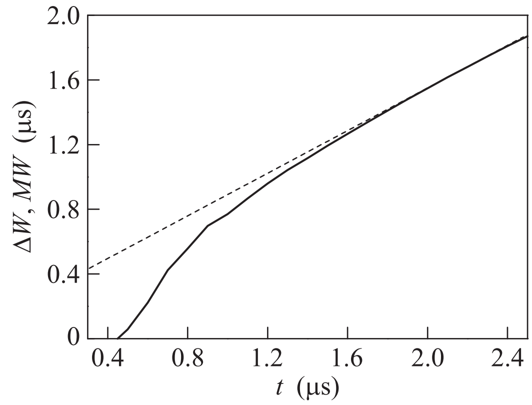

Рис. 3. Эволюция линейной плотности энергии ΔW в 1D боксе; $P_0 = 1$ МВт. Асимптотически – линейная зависимость

люцию линейной плотности энергии всех дочерних ВГ волн в зависимости от времени (рис. 3). Асимптотически, при больших временах, эта зависимость оказывается линейной, что позволяет определить мощность, поглощаемую аномально $\Delta P = d\Delta W/dt$. Зависимость коэффициента аномального поглощения от мощности накачки показана на рис. 4. Можно

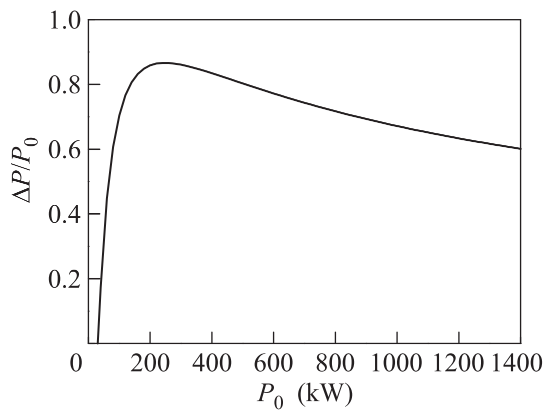

Рис. 4. Зависимость коэффициента аномального поглощения от мощности накачки. $P_0^{th} = 35$ кВт

видеть, что при четном числе вторичных распадов имеет место гигантское аномальное поглощение пучка накачки СВЧ волн (от 60 до 80 %). Результаты решения системы нелинейных уравнений в частных производных находятся в согласии с аналитическими выражениями и оценками. Это позволяет с доверием относиться к энергетическим предсказаниям, полученным в результате моделирования. Отметим, что в ходе вращения магнитного острова и эволюции параметров плазмы (на временах 10–100 мкс) появляется возможность возбуждения то четного, то нечетного числа вторичных распадов. Поскольку время выхода неустойчивости в режим насыщения порядка 1–2 мкс, эта возможность реализуется, что должно приводить к насыщению неустойчивости и к последовательному аномальному поглощению, то на уровне 60–80 %, то на уровне 10–20 % от мощности накачки. Подчеркнем, что впервые теоретически предсказанное в настоящей статье гигантское аномальное поглощение накачки за счет двухплазмонного распада может иметь место не только в магнитном острове, но и в других ситуациях, связанных с формированием немонотонного профиля плотности плазмы, позволяющего запереть хотя бы одну из параметрически возбуждаемых ВГ волн. Можно предположить, что именно этот эффект ответственен за значительные отличия локализации области поглощения в ЭЦРН экспериментах [14, 15] от предсказываемой линейной теорией, а также за сильное аномальное поглощение мощности СВЧ излучения, наблюдавшееся в плазменном филаменте [17].

Аналитическое рассмотрение неустойчивости и ее насыщения выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда # 16-12-10043, а численные расчеты проведены в рамках государственного задания Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН.

1. B. I. Cohen, R. H. Cohen, W. M. Nevins, and T. D. Rognlien, Rev. Mod. Phys. **63**, 949 (1991).
2. A. G. Litvak, A. M. Sergeev, E. V. Suvorov, M. D. Tokman, and I. V. Khazanov, Phys. Fluids B **5**, 4347 (1993).
3. E. Westerhof, S. K. Nielsen, J. W. Oosterbeek, M. Salewski, M. R. de Baar, W. A. Bongers, A. Burger, B. A. Hennen, S. B. Korsholm, F. Leipold, D. Moseev, M. Stejner, and D. J. Thoen, Phys. Rev. Lett. **103**, 125001 (2009).
4. S. K. Nielsen, M. Salewski, E. Westerhof, W. Bongers, S. B. Korsholm, F. Leipold, J. W. Oosterbeek, D. Moseev, and M. Stejner, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 115003 (2013).
5. S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka et al. (Collaboration), Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D535 (2010).
6. S. Coda for the TCV Team, Nucl. Fusion **55**, 104004 (2015).
7. M. Martínez, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, and V. Tribaldo, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 025024 (2018).
8. M. Yu. Kantor, A. J. H. Donne, R. Jaspers, H. J. van der Meiden, and TEXTOR Team, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 055002 (2009).
9. A. Yu. Popov and E. Z. Gusakov, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 025022 (2015).
10. A. Yu. Popov and E. Z. Gusakov, Europhys. Lett. **116**, 45002 (2016).
11. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Phys. Plasmas **23**, 082503 (2016).
12. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 025005 (2017).
13. E. Z. Gusakov, A. Yu. Popov, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 025001 (2018).
14. S. Eguilior, F. Castejon, E. de la Luna, A. Cappa, K. Likin, A. Fernández, and TJ-II Team, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 105 (2003).
15. D. G. Vasilkov, G. M. Batanov, M. S. Berezhetskii et al. (Collaboration), Proc. 41st EPS Conference on Plasma Physics **38F**, P4.053 (2014).
16. Д. Г. Ломинадзе, *Циклотронные волны в плазме*, Мецниереба, Тбилиси (1975).
17. L. Simonchik, A. Altukhov, V. Arkhipenko, A. Gurchenko, E. Gusakov, A. Popov, and M. Usachonak, EPJ Web of Conferences **147**, 03050 (2017).