

УДК 621.373
PACS 41.60.Cr; 52.35.Mw

А. В. Лысенко, Г. А. Алексеенко, А. В. Павлов
Сумської державної академії фізики та математики
2, ул. Римського-Корсакова, Сумы, 40007, Україна
E-mail: lysenko_@ukr.net

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УСИЛЕНИЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОМ СУПЕРГЕТЕРОДИННОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ДОПЛЕРТРОННОГО ТИПА

Предметом исследования являются усилительные характеристики плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах доплертонового типа. Цель состоит в теоретическом изучении влияния продольного магнитного поля на усиление волн в таком устройстве с точки зрения нахождения оптимального режима работы.

В качестве исходных использованы квазигидродинамическое уравнение, уравнение непрерывности и уравнения Максвелла. Задача движения и непрерывности решена с помощью модернизированного метода усредненных характеристик, а задача возбуждения собственных электромагнитных полей – методом медленно меняющихся амплитуд.

В кубически-нелинейном приближении проведен анализ влияния фокусирующего магнитного поля на динамику волн в плазменно-пучковом супергетеродинном лазере на свободных электронах с доплертоновой накачкой. Выяснено, что при уменьшении напряженности фокусирующего магнитного поля до критического значения происходит увеличение интенсивности электромагнитного излучения. Определено критическое значение напряженности магнитного поля, найдены уровни насыщения электромагнитных волн.

Показано, что исследуемый лазер на свободных электронах может использоваться в качестве мощного усилителя электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн. Ил. 4. Библиогр.: 22 назв.

Ключевые слова: супергетеродинный лазер на свободных электронах, плазменно-пучковая неустойчивость, параметрический резонанс, фокусирующее магнитное поле.

Интерес к источникам мощного когерентного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн обусловлен их применением в физике, химии, медицине, связи [1–3]. К источникам такого типа относятся супергетеродинные лазеры на свободных электронах (СЛСЭ) [1, 4–13]. Особенностью такого класса устройств является использование дополнительного механизма для усиления одной из волн, участвующих в трехволновом параметрическом резонансе. В качестве дополнительного механизма используются плазменно-пучковая, двухпотоковая и другие неустойчивости [1, 14, 15]. Как известно, такие неустойчивости обладают исключительно большими значениями инкрементов нарастания [1, 14, 15], поэтому супергетеродинные лазеры на свободных электронах обладают высокими усилительными характеристиками, способны создавать мощные когерентные электромагнитные волны. Схема плазменно-пучкового СЛСЭ с доплертоновой накачкой была впервые предложена в работе [4]. Динамика волн в таком СЛСЭ в кубическом нелинейном приближении была изучена в [5]. В работах [6, 7] исследованы плазменно-пучковые СЛСЭ с H -убитроновой накачкой, а в [8–10] – с винтовыми электронными пучками.

В представленной статье в рамках кубического нелинейного приближения описан поиск оптимальных режимов работы плазменно-пучкового СЛСЭ доплертонового типа с прямолинейным электронным пучком. В частности, изучено влияние продольного фокусирующего магнитного поля на усилительные характери-

сти исследуемого устройства. Получен интересный результат: при уменьшении напряженности фокусирующего магнитного поля до некоторого критического значения происходит увеличение интенсивности выходного электромагнитного излучения. Определено критическое значение напряженности магнитного поля, найдены уровни насыщения электромагнитных волн.

Следует отметить, что исследования усилительных характеристик лазеров на свободных электронах разного типа в зависимости от фокусирующего магнитного поля проводятся достаточно давно, как теоретически, так и экспериментально [11–13, 16–21].

1. Модель. Плазменная среда, которая характеризуется ленгмюровской частотой ω_p , расположена в продольном фокусирующем магнитном поле с напряженностью магнитного поля H_0 . Вдоль оси системы в плазму инжектируется релятивистский электронный пучок (РЭП), который характеризуется ленгмюровской частотой ω_b . Рассматриваем случай, когда для ларморовской частоты ω_H вращения электронов в продольном магнитном поле выполняется условие $\omega_p \gg \omega_H$. Накачку выбираем в виде мощной низкочастотной электромагнитной волны с частотой $\omega_{2,1}$ и волновым числом $k_{2,1}$, которая распространяется вдоль оси системы навстречу электронному пучку. Также на вход устройства подается слабая высокочастотная электромагнитная волна с час-

той $\omega_{1,1}$ и волновым числом $k_{1,1}$. В плазменно-пучковой среде, за счет трехволнового параметрического резонанса между волнами накачки и сигнала, возбуждается волна пространственного заряда (ВПЗ) с частотой $\omega_{3,1}$ и волновым числом $k_{3,1}$. Условие такого трехволнового параметрического резонанса имеет вид:

$$\omega_{3,1} = \omega_{1,1} + \omega_{2,1}, \quad k_{3,1} = k_{1,1} + k_{2,1}. \quad (1)$$

Отметим, что в супергетеродинных ЛСЭ имеет место эффект супергетеродинного усиления. Особенность этого эффекта состоит в том, что одна из волн, участвующих в трехволновом параметрическом резонансе, нарастает за счет дополнительного механизма усиления. В исследуемом устройстве в качестве такого механизма усиления выступает плазменно-пучковая неустойчивость. Исключительно высокий уровень темпов усиления в таких устройствах обеспечивается именно за счет плазменно-пучковой неустойчивости. При этом трехволновой параметрический резонанс (1) используется главным образом для переноса усиления с ВПЗ, которая усиливается за счет плазменно-пучковой неустойчивости, на электромагнитную волну сигнала.

Особенностью плазменно-пучковой неустойчивости является то, что волна пространственного заряда, нарастающая за счет плазменно-пучковой неустойчивости, обладает линейной дисперсионной характеристикой [1, 14, 15], а именно:

$$\omega_{3,m} \approx k_{3,m} / \nu_b = m k_{3,1} / \nu_b = m \omega_{3,1}, \quad (2)$$

где $\omega_{3,m}$ и $k_{3,m}$ являются действительной частью частоты и волнового числа m -й гармоники ВПЗ; ν_b – постоянная составляющая скорости электронного пучка. Поэтому фаза m -й гармоники ВПЗ (она определяется действительной частью частоты)

$$p_{3,m} = \omega_{3,m} - k_{3,m} \nu_z = m \omega_{3,1} - m k_{3,1} \nu_z = m p_{3,1} \quad (3)$$

в m раз больше фазы первой гармоники. Это приводит к тому, что в плазменно-пучковой системе для множества гармоник волн ВПЗ будут выполняться условия трехволнового параметрического резонанса:

$$p_{m_1} = p_{m_2} + p_{m_3} \quad (4)$$

или, в соответствии с (3),

$$m_1 = m_2 + m_3, \quad (5)$$

где m_1, m_2, m_3 – целые числа. Условие (5) реализуется с участием огромного количества гармоник, например, $3 = 1 + 2, 4 = 5 - 1, 2 = 3 - 1$ и так далее. Поэтому о создавшейся ситуации говорим, как о такой, в которой реализуется множество трехволновых параметрических резонансов (4), т. е. имеют место множественные резонансные взаимодействия.

2. Основные уравнения. В качестве исходных используем квазигидродинамическое уравнение, уравнение непрерывности и уравнения Максвелла. Задачу движения и непрерывности решаем с помощью модернизированного метода усредненных характеристик [1, 22], а задачу возбуждения собственных электромагнитных полей – методом медленно меняющихся амплитуд.

Предположим, что электромагнитные волны сигнала и накачки являются монохроматическими. Тогда электрические \vec{E} и магнитные \vec{B} компоненты полей в исследуемой системе будут иметь вид (индекс «1» соответствует волне сигнала, индекс «2» – накачке):

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \left[(E_{1x,1} \vec{e}_x + E_{1y,1} \vec{e}_y) e^{ip_1} + c.c. \right], \\ \vec{B}_1 &= \left[(B_{1x,1} \vec{e}_x + B_{1y,1} \vec{e}_y) e^{ip_1} + c.c. \right], \\ \vec{E}_2 &= \left[(E_{2x,1} \vec{e}_x + E_{2y,1} \vec{e}_y) e^{ip_2} + c.c. \right], \\ \vec{B}_2 &= \left[(B_{2x,1} \vec{e}_x + B_{2y,1} \vec{e}_y) e^{ip_2} + c.c. \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где *c.c.* – комплексно сопряженная (*complex conjugate*) величина. Учитываем, что в исследуемой системе имеют место множественные параметрические резонансные взаимодействия между гармониками волны ВПЗ (4). Поэтому волну ВПЗ считаем мультигармонической:

$$\vec{E}_3 = \sum_{m=1}^N \left[E_{3z,m} e^{imp_3} + c.c. \right] \vec{e}_z, \quad (7)$$

где N – количество гармоник, которые учитываем при решении задачи; m – здесь и далее является номером соответствующей гармоники.

В результате применения модернизированного метода усредненных характеристик и метода медленно меняющихся амплитуд получаем в кубическом приближении самосогласованную систему дифференциальных уравнений для комплексных амплитуд напряженностей электромагнитных полей волн сигнала, накачки и ВПЗ:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_{1x,1}}{dt^2} K_{2,1} + \frac{dE_{1x,1}}{dt} K_{1,1} &= E_{3z,1} E_{2x,1} K_{3,1} + F_{1x}, \\ \frac{d^2 E_{2x,1}}{dt^2} K_{2,2} + \frac{dE_{2x,1}}{dt} K_{1,2} &= E_{3z,1}^* E_{2x,1} K_{3,2} + F_{2x}, \\ \frac{d^2 E_{3z,m}}{dt^2} C_{2,m} + \frac{dE_{3z,m}}{dt} C_{1,m} + E_{3z,m} D_{3,m} &= \\ &= C_{3,1} (1 + \eta_1 \eta_2) E_{1x,1} E_{2x,1}^* + F_{3z,m}. \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{В этих уравнениях} \quad K_{1,1} &= \partial D_1 / \partial (i\omega_{1,1}), \\ K_{2,1} &= \partial^2 D_1 / \partial (i\omega_{1,1})^2 / 2, \quad K_{1,2} = \partial D_2 / \partial (i\omega_{2,1}), \\ K_{2,2} &= \partial^2 D_2 / \partial (i\omega_{2,1})^2 / 2, \quad C_{1,m} = \partial D_{3,m} / \partial (i\omega_{3,m}), \\ C_{2,m} &= \partial^2 D_{3,m} / \partial (i\omega_{3,m})^2 / 2; \end{aligned}$$

$$D_1 = \frac{i}{c\omega_{1,1}} \left(k_{1,1}^2 c^2 - \omega_{1,1}^2 + \sum_q^{b,p} \frac{\omega_q^2 \Omega_{1,q} (\Omega_{1,q} + \eta_1 \omega_{H,q})}{\gamma_q ((\Omega_{1,q})^2 - (\omega_{H,q})^2)} \right) - \quad (9)$$

дисперсионная функция электромагнитной волны сигнала;

$$D_2 = \frac{i}{c\omega_{2,1}} \left(k_{2,1}^2 c^2 - \omega_{2,1}^2 + \sum_q^{b,p} \frac{\omega_q^2 \Omega_{2,q} (\Omega_{2,q} + \eta_2 \omega_{H,q})}{\gamma_q ((\Omega_{2,q})^2 - (\omega_{H,q})^2)} \right) \quad (10)$$

дисперсионная функция электромагнитной волны накачки;

$$D_{3,m} = -\frac{i\omega_{3,m}}{c} \left(1 - \sum_q^{b,p} \frac{\omega_q^2}{\Omega_{3,q,m}^2 \gamma_q^3} \right) - \quad (11)$$

дисперсионная функция продольной волны ВПЗ; $K_{3,1}$, $K_{3,2}$, $C_{3,1}$ – коэффициенты дифференциальных уравнений, которые характеризуют параметрически-резонансное взаимодействие волн в исследуемой системе в квадратичном приближении; F_{1x} , F_{2x} , $F_{3z,m}$ – функции, учитывающие кубически-нелинейные добавки к соответствующим уравнениям; $\gamma_q = 1/\sqrt{1-(v_q/c)^2}$ – релятивистский фактор, v_q – средняя скорость частиц q -го сорта (индекс q принимает значения «р» – плазма, «b» – пучок); $\omega_{H,q} = eH_0 / (\gamma_q m_e c)$; $\Omega_{1,q} = \omega_{1,1} - k_{1,1} v_{qz}$; $\Omega_{2,q} = \omega_{2,1} - k_{2,1} v_{qz}$; $\Omega_{3,m,q} = \omega_{3,m} - k_{3,m} v_{qz}$; c – скорость света; e и m_e – заряд и масса электрона соответственно; знаком «*» обозначена комплексно сопряженная величина;

$$\eta_1 = E_{1y,1} / (iE_{1x,1}) = \pm 1, \quad \eta_2 = E_{2y,1} / (iE_{2x,1}) = \pm 1. \quad (12)$$

Коэффициенты в (8) зависят от постоянных составляющих скоростей v_q и концентраций n_q парциальных пучков. Поэтому систему уравнений (8) дополним уравнениями для постоянных составляющих

$$\begin{aligned} \frac{dv_q}{dt} &= V_q (\bar{E}_1, \bar{E}_2, \bar{E}_3, v_q, n_q), \\ \frac{dn_q}{dt} &= N_q (\bar{E}_1, \bar{E}_2, \bar{E}_3, v_q, n_q). \end{aligned} \quad (13)$$

Для системы дифференциальных уравнений (8) собственными являются циркулярно-поляризованные электромагнитные волны, связь между амплитудами которых имеет вид (12). Именно поэтому в системе (8) отсутствуют уравнения для u -составляющих электромагнитных волн сигнала и накачки. В уравнение для продольной компоненты напряженности электрического поля ВПЗ системы (8) входит слагаемое $C_{3,1}(1 + \eta_1 \eta_2) E_{1x,1} E_{2x,1}^*$. Анализируя это выражение, можем убедиться, что для реализации параметрического резонанса необходимо, чтобы электро-

магнитные волны сигнала и накачки имели одинаковое направление вращения вектора напряженности электрического поля. Следовательно, чтобы это слагаемое было не равным нулю $((1 + \eta_1 \eta_2) \neq 0)$, вращение вектора напряженности электрического поля обеих волн должно быть направлено или по часовой стрелке ($\eta_1 = 1, \eta_2 = 1$), или против часовой стрелки ($\eta_1 = -1, \eta_2 = -1$).

Отметим, что система (8) учитывает как плазменно-пучковую, так и параметрическую неустойчивости, и множественные резонансные взаимодействия между гармониками волны пространственного заряда. Несложно показать, что инкремент плазменно-пучковой неустойчивости будет приближенно определяться выражением $\delta\omega \approx (-D_{3,1}/C_{2,1})^{1/2}$ [5]. Из системы (8) также можно получить выражение для инкремента нарастания параметрической неустойчивости:

$$\alpha_{par} = \sqrt{\frac{K_{3,1} C_{3,1} (1 + \eta_1 \eta_2)}{K_{1,1} C_{1,1}} |E_{2x,1}|^2}. \quad (14)$$

3. Анализ. Используя системы уравнений (8) и (13), стандартные численные методы, проведем анализ динамики волн в плазменно-пучковом супергетеродинном ЛСЭ доплерotronного типа с прямолинейным электронным пучком. Рассмотрим устройство со следующими параметрами: ленгмюровская частота плазмы $\omega_p = 1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, ленгмюровская частота пучка $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, релятивистский фактор пучка $\gamma_b = 2$, напряженность электрического поля волны накачки $E_{2,1} = \sqrt{E_{2x,1}^2 + E_{2y,1}^2} = 2 \cdot 10^4 \text{ В/м}$.

Исследуем зависимость усилительных характеристик такого прибора от продольного фокусирующего магнитного поля H_0 . Известно, что плазменно-пучковый СЛСЭ доплерotronного типа может работать в четырех различных режимах [9]. Мы рассмотрим режим работы, в котором реализуется параметрическое резонансное взаимодействие с высокочастотной правополяризованной электромагнитной волной сигнала, распространяющейся вдоль продольного магнитного поля. Параметры такой волны определяются точкой С на рис. 1.

На рис. 1 представлены дисперсионные кривые волн сигнала (правополяризованная необыкновенная высокочастотная электромагнитная волна, кривая 2), низкочастотной электромагнитной волны накачки (кривая 4) и волны пространственного заряда (кривая 3) при напряженности магнитного поля $H_0 = 0,22 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ ($\omega_{H,p} = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$).

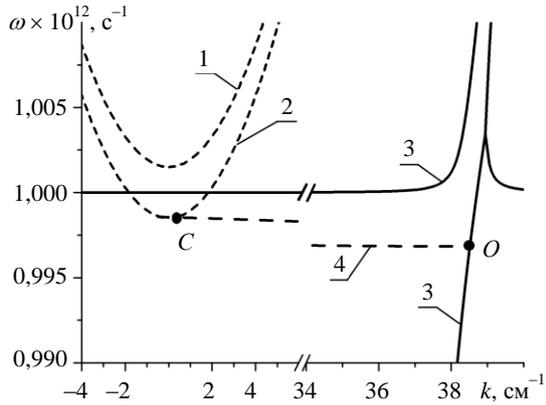


Рис. 1. Дисперсионные кривые волн сигнала, накачки и ВПЗ. Кривые 1 и 2 соответствуют левополяризованной обыкновенной ($\eta = -1$) и правополяризованной необыкновенной ($\eta = 1$) высокочастотным электромагнитным волнам соответственно; кривая 3 – волне ВПЗ; кривая 4 – низкочастотной электромагнитной волне

Отметим, что в рассматриваемой среде также может распространяться левополяризованная обыкновенная высокочастотная электромагнитная волна (кривая 1). Параметры волны пространственного заряда выбираем так, чтобы это волна имела максимальное усиление из-за плазменно-пучковой неустойчивости. Как известно, волновое число ВПЗ с максимальным усилением из-за плазменно-пучковой неустойчивости равно $k_{3,1} = \omega_p / v_b$. Точка O на кривой 3 определяет волновое число и частоту такой ВПЗ. Волны сигнала, накачки и ВПЗ взаимодействуют друг с другом через механизм трехволнового параметрического резонанса (1). Осуществим параллельный перенос кривой волны накачки так, чтобы ее начало совпало с точкой, определяющей параметры ВПЗ (точка O на кривой 3). Тогда пересечение получившейся кривой 4 с кривой 2 (точка C) определит частоту и волновое число волны сигнала, которая удовлетворяет трехволновому параметрическому резонансу (1). В этом случае длина электромагнитной волны сигнала в вакууме оказывается равной 1,9 мм.

На рис. 2 представлены зависимости комплексных амплитуд первых гармоник напряженностей электрических полей сигнала $E_{1,1}$ в режиме C (рис. 1) от нормированного времени $\tau = \delta\omega t$, где $\delta\omega$ – инкремент плазменно-пучковой неустойчивости для различных значений напряженности фокусирующего магнитного поля. Кривая 1 рассчитывалась для значения напряженности магнитного поля $H_0 = 2,2 \cdot 10^5$ А/м ($\omega_{H,p} = 5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹), кривая 2 – для $H_0 = 0,44 \cdot 10^5$ А/м ($\omega_{H,p} = 1 \cdot 10^{10}$ с⁻¹), кривая 3 – $H_0 = 0,22 \cdot 10^5$ А/м ($\omega_{H,p} = 0,5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹).

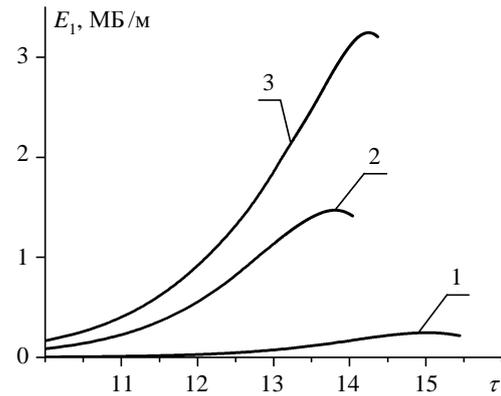


Рис. 2. Графики зависимости комплексной амплитуды первой гармоники электрического поля волны сигнала $\sqrt{E_{1x,1}^2 + E_{1y,1}^2}$ от нормированного времени при различных значениях фокусирующего магнитного поля. Кривая 1 соответствует напряженности магнитного поля $H_0 = 2,2 \cdot 10^5$ А/м, кривая 2 – $H_0 = 0,44 \cdot 10^5$ А/м, кривая 3 – $H_0 = 0,22 \cdot 10^5$ А/м

Видим, что уровень насыщения кривой 3 превышает уровень насыщения кривой 1 более чем в 10 раз. При этом напряженность магнитного поля уменьшается в 10 раз. При дальнейшем уменьшении напряженности магнитного поля условия трехволнового параметрического резонанса (1) перестают выполняться, работа плазменно-пучкового СЛСЭ прекращается. В результате при некотором критическом фокусирующем магнитном поле H_{0cr} перестает выполняться трехволновое резонансное условие (1). Для рассматриваемого случая $H_{0cr} = 0,14 \cdot 10^5$ А/м.

Причины нарушения трехволнового параметрического резонанса можно выяснить с помощью рис. 1. При уменьшении напряженности магнитного поля изменяется взаимное расположение кривых 2 и 4. Минимальное значение частоты кривой 2 определяется выражением $\omega_p - \omega_{H,p} / 2$, а максимальное значение кривой 4 относительно точки O – $\omega_{H,p}$ [14]. Поэтому при уменьшении напряженности магнитного поля уменьшается $\omega_{H,p}$ и кривая 2 поднимается, а кривая 4 опускается. При некотором значении напряженности магнитного поля H_{0cr} кривые 2 и 4 перестают пересекаться, резонансные условия перестают выполняться.

Чтобы выяснить, почему при уменьшении продольного фокусирующего магнитного поля H_0 увеличивается уровень насыщения, рассмотрим зависимость параметрического инкремента нарастания α_{par} , нормированного на инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости $\delta\omega$, от индукции продольного магнитного поля H_0 , представленную на рис. 3.

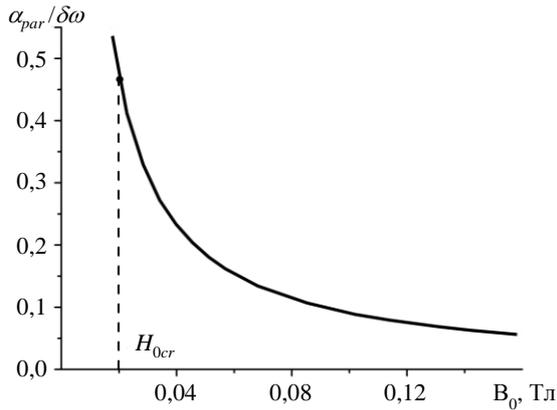


Рис. 3. График зависимости параметрического инкремента нарастания α_{par} , нормированного на инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости $\delta\omega$, от индукции продольного магнитного поля H_0

Параметрический инкремент нарастания α_{par} определяется соотношением (14), которое зависит от коэффициентов $K_{1,1}$, $C_{1,1}$, $K_{3,1}$, $C_{3,1}$. Эти же коэффициенты в свою очередь зависят от лармовской частоты, которая определяется напряженностью магнитного поля. Как видим, с уменьшением напряженности магнитного поля инкремент параметрической неустойчивости α_{par} увеличивается. Это приводит к увеличению общего, суммарного темпа усиления, которое обеспечивается как плазменно-пучковой, так и параметрической неустойчивостью. Поэтому на рис. 2 амплитуда напряженности электрического поля кривой 3, соответствующей напряженности магнитного поля $H_0 = 0,22 \cdot 10^5$ А/м, на начальном этапе усиления увеличивается гораздо сильнее, чем амплитуда напряженности электрического поля кривой 1, которая соответствует напряженности магнитного поля $H_0 = 2,2 \cdot 10^5$ А/м. При большем параметрическом инкременте нарастания α_{par} происходит больший перенос энергии от продольной волны ВПЗ в электромагнитную волну сигнала. Из-за этого усиление волны ВПЗ уменьшается. Эта волна достигает уровня насыщения, при котором происходит захват электронов пучка (именно этот механизм насыщения имеет место в таких устройствах [1, 5]), когда уже высокочастотная волна электромагнитного сигнала принимает достаточно высокие значения.

При исследовании усилительных характеристик плазменно-пучкового СЛСЭ учитывали множественные резонансы (4) первых десяти гармоник ВПЗ между собой. На рис. 4 демонстрируется влияние таких резонансов на усиление электромагнитного сигнала. Здесь представлены зависимости комплексной амплитуд первой гармоники электрического поля волны сигнала

$\sqrt{E_{1x,1}^2 + E_{1y,1}^2}$ от нормированного времени. Кривая 1 построена без учета множественных взаимодействий гармоник волны ВПЗ между собой, кривая 2 построена с учетом таких взаимодействий. Видим, что учет таких взаимодействий приводит к уменьшению напряженности электрического поля более чем в два раза.

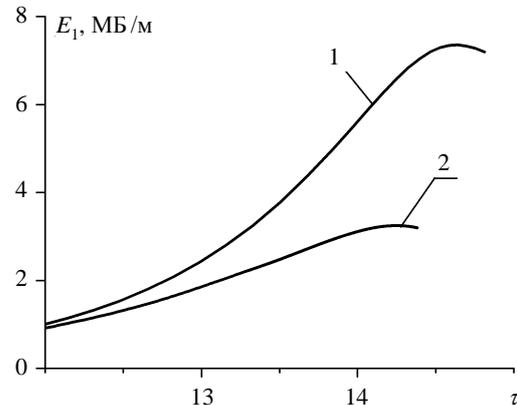


Рис. 4. Графики зависимости комплексной амплитуды первой гармоники электрического поля волны сигнала $\sqrt{E_{1x,1}^2 + E_{1y,1}^2}$ от нормированного времени. Кривая 1 построена без учета множественных взаимодействий гармоник ВПЗ между собой, кривая 2 построена с учетом таких взаимодействий

Таким образом, уменьшение напряженности магнитного поля до критического значения H_{0cr} приводит к существенному увеличению уровня насыщения электромагнитной волны сигнала. Следовательно, исследуемый плазменно-пучковый СЛСЭ доплертронного типа может использоваться в качестве мощного источника когерентного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

Выводы. В кубически-нелинейном приближении проведен анализ влияния постоянного фокусирующего магнитного поля на динамику волн в плазменно-пучковом СЛСЭ с доплертронной накачкой и прямолинейным РЭП. Выяснено, что при уменьшении напряженности фокусирующего магнитного поля до критического магнитного поля происходит увеличение интенсивности электромагнитного излучения в исследуемом устройстве. Показано, что этот эффект вызван увеличением параметрической связи между волнами сигнала и ВПЗ с уменьшением напряженности магнитного поля. Найдены уровни насыщения электромагнитных волн для разных индукций магнитного поля, определено критическое значение напряженности магнитного поля для исследуемой модели. Выяснено, что увеличение напряженности электромагнитной волны при уменьшении напряженности продольного магнитного поля возможно только в случае трехвол-

нового взаимодействия волн с правополяризованными электромагнитными волнами накачки и сигнала. Показано, что исследуемый тип плазменно-пучкового СЛСЭ может использоваться в качестве мощного усилителя электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

Библиографический список

1. Kulish V. V. *Hierarchical Electrodynamics and Free Electron Lasers: Concepts, Calculations, and Practical Applications*. CRC Press. 2011. 697 p.
2. Saeedkia D. *Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications*. Elsevier. 2013. 684 p.
3. Redo-Sanchez A., Laman N., Schulkin B., Tongue T. Review of Terahertz Technology Readiness Assessment and Applications. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*. 2013. Vol. 34, Iss. 9. P. 500–518. DOI: doi.org/10.1007/s10762-013-9998-y
4. Коцаренко Н. Я., Кулиш В. В. Об эффекте супергетеродина усиления электромагнитных волн в системе плазма-пучок. *Радиотехника и электроника*. 1980. Т. 25, № 11. С. 2470–2471.
5. Kulish V. V., Lysenko A. V., Koval V. V. Multiharmonic Cubic-nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free-electron lasers of the dopplertron type. *Plasma Phys. Rep.* 2010. Vol. 36, N 13. P. 1185–1190. DOI: doi.org/10.1134/S1063780X10130167
6. Kulish V. V., Lysenko A. V., Koval V. V. On the theory of a plasma-beam superheterodyne free-electron laser with H-ubitron pumping. *Tech. Phys. Lett.* 2009. Vol. 35, N 8. P. 696–699.
7. Kulish V. V., Lysenko A. V., Koval V. V. Cubic-nonlinear theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser with H-ubitron pumping. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2010. Vol. 69, N 20. P. 1859–1869.
8. Кулиш В. В., Лысенко А. В., Алексеев Г. А., Коваль В. В., Ромбовский М. Ю. Супергетеродинальные плазменно-пучковые ЛСЭ с винтовыми электронными пучками. *Прикладная физика*. 2014. № 5. С. 24–28.
9. Kulish V. V., Lysenko A. V., Oleksiienko G. A., Koval V. V., Rombovsky M. Nonlinear Theory of Plasma-Beam Superheterodyne Free Electron Laser of Dopplertron Type with Non-Axial Injection of Electron Beam. *Acta Phys. Pol. A*. 2014. Vol. 126, N 6. P. 1263–1268. DOI: 10.12693/APhysPolA.126.1263
10. Lysenko A. V., Alekseyenko G. A. Plasma-Beam Superheterodyne Free Electron Laser with H-ubitron Pumping and Non-Axial Electron Beam Injection. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2016. Vol. 75, N 8. P. 745–756. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i8.70
11. Mohsenpour T., Mehrabi N. Instability of Wave Modes in a Two-Stream Free Electron-Laser with a Helical Wiggler and an Axial Magnetic Field. *Physics of Plasmas*. 2013. Vol. 20, N 8. P. 082133 (7 p.). DOI: dx.doi.org/10.1063/1.4817822
12. Liu W., Yang Z., Liang Z. Instability of Two-stream Free-electron Laser with an Axial Guiding Magnetic Field. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. 2006. Vol. 27, N 8. P. 1073–1085.
13. Mehdiان H., Saviz S. Electron trajectory and growth rate in a two-stream electromagnetically pumped free electron laser and axial guide field. *Phys. Plasmas*. 2008. Vol. 15, N 9. P. 093103 (5 p.). DOI: dx.doi.org/10.1063/1.2977771
14. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. Москва: Высш. школа, 1988. 424 с.
15. Bellan P. M. *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge University Press, 2008. 631 p.
16. Bakhtiari F., Esmailzadeh M., Ghafary B. Terahertz radiation with high power and high efficiency in a magnetized plasma. *Phys. Plasmas*. 2017. Vol. 24, N 7. P. 073112. DOI: dx.doi.org/10.1063/1.4991395

17. Мирошниченко В. И. Насыщение вынужденного когерентного рассеяния электромагнитных волн релятивистским электронным пучком в магнитном поле. *Письма в Журн. техн. физики*. 1979. Вып. 5. С. 1514–1518.
18. Parker R. K., Jackson R. H., Gold S. H., Freund H. P., Granatstein V. L., Efthimion P. C., Herndon M., Kinkead A. K. Axial Magnetic-Field Effects in a Collective-Interaction Free-Electron Laser at Millimeter Wavelengths. *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 48, N 4. P. 238–242. DOI:doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.238
19. Kheiri G., Esmailzadeh M. Dispersion relation and growth rate in a Cherenkov free electron laser: Finite axial magnetic field. *Phys. Plasmas*. 2013. Vol. 20, N 12. P. 123107 (8 p.). DOI: dx.doi.org/10.1063/1.4841255
20. Ginzburg N. S., Peskov N. Y. Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2013. Vol. 16, N 9. P. 090701 (18 p.). DOI: doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.090701
21. Esmaildoost N., Jafari S., Abbasi E. External magnetic field effect on the growth rate of a plasma-loaded free-electron laser. *Eur. Phys. J. Plus*. 2016. Vol. 131, N 6. P. 192. DOI: doi.org/10.1140/epjp/i2016-16192-5
22. Лисенко О. В., Олексієнко Г. А., Феденко М. О. Застосування модернізованого методу усереднених характеристик в задачах теорії плазмово-пучкових супергетеродинальних лазерів на вільних електронах. *Журнал нанотехнологічної фізики*. 2015. Т. 7, № 4. С. 04083(8 с.).

REFERENCES

1. Kulish, V. V., 2011. *Hierarchical Electrodynamics and Free Electron Lasers: Concepts, Calculations, and Practical Applications*. CRC Press.
2. Saeedkia, D., 2013. *Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications*. Elsevier.
3. Redo-Sanchez, A., Laman, N., Schulkin, B., Tongue, T., 2013. Review of Terahertz Technology Readiness Assessment and Applications. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, **34**(9), pp. 500–518. DOI: doi.org/10.1007/s10762-013-9998-y
4. Kotsarenko, N. I., Kulish, V. V., 1980. The superheterodyne amplification of electromagnetic waves in a beam-plasma system. *Radiotekhnika i Elektronika*, **25**(11), pp. 2470–2471 (in Russian).
5. Kulish, V. V., Lysenko, A. V., Koval, V. V., 2010. Multiharmonic Cubic-nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free-electron lasers of the dopplertron type. *Plasma Phys. Rep.*, **36**(13), pp. 1185–1190. DOI: doi.org/10.1134/S1063780X10130167
6. Kulish, V. V., Lysenko, A. V., Koval, V. V., 2009. On the theory of a plasma-beam superheterodyne free-electron laser with H-ubitron pumping. *Tech. Phys. Lett.*, **35**(8), pp. 696–699.
7. Kulish, V. V., Lysenko, A. V., Koval, V. V., 2010. Cubic-nonlinear theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser with H-ubitron pumping. *Telecommunications and Radio Engineering*, **69**(20), pp. 1859–1869.
8. Kulish, V. V., Lysenko, A. V., Oleksiienko, G. A., Koval, V. V., Rombovsky, M. Yu., 2014. Plasma-beam superheterodyne FELs with helical electron beams. *Appl. Phys.*, **5**, pp. 24–28 (in Russian).
9. Kulish, V. V., Lysenko, A. V., Oleksiienko, G. A., Koval, V. V., Rombovsky, M., 2014. Nonlinear Theory of Plasma-Beam Superheterodyne Free Electron Laser of Dopplertron Type with Non-Axial Injection of Electron Beam. *Acta Phys. Pol. A*, **126**(6), pp. 1263–1268. DOI: 10.12693/APhysPolA.126.1263
10. Lysenko, A. V., Alekseyenko, G. A., 2016. Plasma-Beam Superheterodyne Free Electron Laser with H-ubitron Pumping and Non-Axial Electron Beam Injection. *Telecommunications and Radio Engineering*, **75**(8), pp. 745–756. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i8.70
11. Mohsenpour, T., Mehrabi, N., 2013. Instability of Wave Modes in a Two-Stream free Electron-Laser with a Helical

- Wiggler and an Axial Magnetic Field. *Phys. Plasmas*, **20**(8), pp. 082133 (7 p.). DOI: dx.doi.org/10.1063/1.4817822
12. Liu, W., Yang, Z., Liang, Z., 2006. Instability of Two-stream Free-electron Laser with an Axial Guiding Magnetic Field. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. **27**(8), pp. 1073–1085.
 13. Mehdian, H., Saviz, S., 2008. Electron trajectory and growth rate in a two-stream electromagnetically pumped free electron laser and axial guide field. *Phys. Plasmas*, **15**(9), pp. 093103 (5 p.). DOI: dx.doi.org/10.1063/1.2977771
 14. Aleksandrov, A. F., Bogdankevich, L. S., Rukhadze, A. A., 1988. *Fundamentals of Plasma Electrodynamics*. Moscow: Vysshaya Shkola Publ. (in Russian).
 15. Bellan, P. M., 2008. *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge University Press.
 16. Bakhtiari F., Esmaeilzadeh M., Ghafary B. 2017. Terahertz radiation with high power and high efficiency in a magnetized plasma. *Phys. Plasmas*, Vol. 24(7), pp. 073112. DOI: dx.doi.org/10.1063/1.4991395
 17. Miroshnichenko, V. I., 1980. Nonlinear theory for the stimulated coherent scattering of electromagnetic waves by a relativistic electron beam in a magnetic field. *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.*, **5**, pp. 318–321 (in Russian).
 18. Parker, R. K., Jackson, R. H., Gold, S. H., Freund, H. P., Granatstein, V. L., Efthimion, P. C., Herndon, M., Kinkead, A. K., 1982. Axial Magnetic-Field Effects in a Collective-Interaction Free-Electron Laser at Millimeter Wavelengths. *Phys. Rev. Lett.* **48**(4), pp. 238–242. DOI: doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.238
 19. Kheiri, G., Esmaeilzadeh, M., 2013. Dispersion relation and growth rate in a Cherenkov free electron laser: Finite axial magnetic field. *Phys. Plasmas*. **20**(12), pp. 123107 (8 p.). DOI: dx.doi.org/10.1063/1.4841255
 20. Ginzburg, N. S., Peskov, N. Y., 2013. Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **16**(9), pp. 090701 (18 p.). DOI: doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.090701
 21. Esmaeildoost, N., Jafari, S., Abbasi, E., 2016. External magnetic field effect on the growth rate of a plasma-loaded free-electron laser. *Eur. Phys. J. Plus*, **131**(6), p. 192. DOI: doi.org/10.1140/epjp/i2016-16192-5
 22. Lysenko, A. V., Oleksienko, G. A., Fedenko, M. O., 2015. Application of the Modernized Method of Averaged Characteristics in Theory Problems of Plasma-beam Superheterodyne Free Electron Lasers *J. Nano- Electron. Phys.*, **7**(4), pp. 04083(8) (an Ukrainian).

Рукопись поступила 04.10.2017.

A. V. Lysenko, G. A. Oleksienko, A. V. Pavlov

INFLUENCE OF AXIAL GUIDING MAGNETIC FIELD ON AMPLIFICATION OF WAVES IN A PLASMA-BEAM SUPERHETERODYNE FREE ELECTRON LASER OF DOPPLERTRON TYPE

The research subject is the amplification characteristics of the plasma-beam superheterodyne free-electron laser of the doppler-tron type. The purpose is to theoretically investigate the influence

of longitudinal magnetic field on the wave amplification in such a device in order to find the optimal operation mode.

As initial we use the quasihydrodynamic equation, the continuity equation and Maxwell's equations. The motion problem is solved by means of the modernized method of averaged characteristics. The problem of electromagnetic self-fields excitation is solved through the slowly varying amplitudes method.

We have analyzed the influence of the axial guiding magnetic field on the waves dynamics in a plasma-beam superheterodyne free electron laser with Dopplertron pump in the framework of the cubic nonlinear approximation. We found out that the intensity of electromagnetic radiation increases, when the intensity of the axial guiding magnetic field decreases right up to a critical value. We found the critical value of magnetic field strength, and the saturation levels of electromagnetic waves.

We have demonstrated that the investigated free electron laser can be used as a powerful amplifier of electromagnetic radiation in the millimeter wavelength range.

Key words: superheterodyne free electron laser, beam-plasma instability, parametric resonance, axial guiding magnetic field.

О. В. Лисенко, Г. А. Олексієнко, А. В. Павлов

ВПЛИВ ПОЗДОВЖНЬОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПІДСИЛЕННЯ ХВИЛЬ У ПЛАЗМОВО-ПУЧКОВОМУ СУПЕРГЕТЕРОДИННОМУ ЛАЗЕРІ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ ДОПЛЕРТРОННОГО ТИПУ

Предметом дослідження є підсилювальні характеристики плазмово-пучкового супергетеродинамічного лазера на вільних електронах доплертронного типу. Мета полягає в теоретичному вивченні впливу поздовжнього магнітного поля на підсилення хвиль у такому пристрої з точки зору знаходження оптимального режиму роботи.

Як вихідні використано квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності і рівняння Максвелла. Задачі руху і неперервності розв'язано за допомогою модернізованого методу усереднених характеристик, а задача збудження власних електромагнітних полів – методом повільно змінних амплітуд.

У кубічно-нелінійному наближенні проведено аналіз впливу фокусуємого магнітного поля на динаміку хвиль у плазмово-пучковому супергетеродинамічному лазері на вільних електронах з доплертронною накачкою. З'ясовано, що за умови зменшення напруженості фокусуємого магнітного поля до критичного значення, відбувається збільшення інтенсивності електромагнітного випромінювання. Визначено критичне значення напруженості магнітного поля, знайдені рівні насичення електромагнітних хвиль.

Показано, що досліджуваний лазер на вільних електронах може використовуватися як потужний підсилювач електромагнітного випромінювання в міліметровому діапазоні довжин хвиль.

Ключові слова: супергетеродинамічний лазер на вільних електронах, плазмово-пучкова нестійкість, параметричний резонанс, фокусуємое магнітне поле.