

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В СУПЕРГЕТЕРОДИННОМ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОМ ЛСЭ ДОПЛЕРТРОННОГО ТИПА С ВИНТОВЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

В.В. Кулиш¹, А.В. Лысенко², Г.А. Алексеенко²

¹*Национальный авиационный университет, Киев, Украина
E-mail: kulish2001@ukr.net;*

²*Сумский государственный университет, Сумы, Украина
E-mail: lysenko_@ukr.net*

Построена кубически-нелинейная теория плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах (СЛСЭ) доплертронного типа с винтовым электронным пучком. Определены уровни и механизм насыщения для четырех режимов работы. Показано, что насыщение сигнала связано с захватом электронов пучка плазменными волнами. Выяснено, что среди всех режимов работы СЛСЭ наиболее высоким уровнем насыщения сигнала обладает режим взаимодействия, в котором в качестве сигнала используется необыкновенная электромагнитная волна. Продемонстрирована возможность создания на базе такого СЛСЭ источников мощного когерентного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

ВСТУПЛЕНИЕ

Устройства, которые способны генерировать и усиливать мощные когерентные электромагнитные волны в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, постоянно привлекают внимание исследователей [1 - 4]. Плазменно-пучковые СЛСЭ [1, 5 - 8] относятся к такому классу приборов. Супергетеродинные ЛСЭ характеризуются высокими усилительными свойствами и этим выделяются среди других типов лазеров на свободных электронах [1, 5 - 17]. Такие свойства СЛСЭ связаны с тем, что в этих устройствах используется дополнительный механизм для увеличения усиления электромагнитного сигнала. Так в плазменно-пучковом СЛСЭ (ППСЛСЭ) в качестве такого механизма усиления используется плазменно-пучковая неустойчивость [1, 2, 18]. Так как плазменно-пучковая неустойчивость обладает экстремально высокими инкрементами усиления, то и плазменно-пучковые СЛСЭ также характеризуются исключительно высокими усилительными свойствами.

Идея ППСЛСЭ с накачкой в виде замедленной электромагнитной волны, которая распространяется в замагниченной плазменно-пучковой системе, впервые была предложена в работе [5]. Усилительные свойства ППСЛСЭ для случая соосного с продольным магнитным полем влета электронного пучка были изучены в рамках кубической нелинейной теории в работе [6]. Было показано, такие устройства могут работать как источники мощного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

Данная статья посвящена анализу работы ППСЛСЭ доплертронного типа с винтовыми электронными пучками. Исследованию свойств ЛСЭ с винтовыми электронными пучками посвящено огромное количество работ. Это связано с тем, что ЛСЭ с винтовыми электронными пучками обладают рядом преимуществ [10 - 12, 19 - 22 и др.]. ППСЛСЭ доплертронного типа с винтовыми электронными

пучками были изучены в рамках слабосигнального приближения в работах [23, 24]. Было выяснено, что в таких ППСЛСЭ возможна реализация четырех различных режимов работы. Показано, что эти устройства имеют более высокие инкременты нарастания сигнала по сравнению с ППСЛСЭ с прямолинейными электронными пучками.

В представленной работе продолжено изучение свойств ППСЛСЭ доплертронного типа с винтовыми электронными пучками в рамках кубически-нелинейного приближения. В работе выяснены уровни и механизмы насыщения для различных режимов работы. Определены наиболее эффективные режимы работы, изучено влияние параметров винтового электронного пучка на усилительные характеристики ППСЛСЭ.

МОДЕЛЬ

В качестве модели исследуемого прибора рассматриваем плазменную среду с ленгмюровской частотой ω_p , через которую проходит электронный пучок, характеризуемый ленгмюровской частотой ω_b . Рассматриваем случай, когда $\omega_b \ll \omega_p$. Исследуемая система находится в продольном фокусирующем магнитном поле с индукцией B_0 , которое направлено вдоль оси системы Z . Считаем, что циклотронная частота ω_H вращения электронов в продольном магнитном поле много меньше плазменной частоты $\omega_H \ll \omega_p$. Вектор скорости электронов винтового релятивистского пучка \mathbf{u}_b направлен под углом β по отношению к оси Z , так что $\operatorname{tg}\beta = v_{b\perp} / v_{bz}$, где $v_{b\perp}$ и v_{bz} – его поперечная и продольная компоненты. В качестве накачки используем интенсивную циркулярно поляризованную низкочастотную электромагнитную волну с частотой ω_2 и волновым числом k_2 , которая распространяется вдоль оси системы Z навстречу электронному пучку. Частота волны накачки меньше циклотронной частоты: $\omega_2 \ll \omega_H$. На вход системы также подается слабая высокочастотная

стотная циркулярно поляризованная электромагнитная волна сигнала с частотой ω_1 и волновым числом k_1 . Благодаря параметрической связи между взаимодействующими волнами, в исследуемом приборе возбуждается волна пространственного заряда с частотой ω_3 и волновым числом k_3 . Условие такого параметрического резонанса имеет вид:

$$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2, \quad k_3 = k_1 + k_2. \quad (1)$$

В супергетеродинном ЛСЭ реализуется эффект супергетеродинного усиления. Суть этого эффекта состоит в использовании дополнительного механизма усиления одной из трех волн, которые принимают участие в параметрическом резонансе. В исследуемом плазменно-пучковом ЛСЭ в качестве такого дополнительного механизма используется усиление волны ВПЗ за счет плазменно-пучковой неустойчивости [1, 2, 18]. Параметры устройства подбираем таким образом, чтобы инкремент нарастания волны ВПЗ был максимальным. Инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости намного больше инкремента нарастания параметрической неустойчивости. Поэтому параметрический резонанс (1) используется не столько для усиления взаимодействующих волн, сколько для переноса усиления с волны ВПЗ на высокочастотную волну электромагнитного сигнала. Известно, что инкременты нарастания плазменно-пучковой неустойчивости являются исключительно высокими. Поэтому коэффициент усиления электромагнитной волны в ППСЛСЭ оказывается также достаточно большим.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для получения уравнений, которые описывают динамику амплитуд полей в исследуемом устройстве, применяем квазигидродинамическое уравнение [1, 2, 18], уравнение непрерывности и уравнения Максвелла. Для решения квазигидродинамического уравнения используем метод усредненных характеристик [1, 9], для решения уравнений непрерывности и уравнений Максвелла – метод медленно меняющихся амплитуд.

Рассматриваем случай, когда разбросом электронов по скоростям, а также столкновениями можно пренебречь. В соответствии с методом усредненных характеристик совершаем переход к характеристикам квазигидродинамического уравнения. В полученных уравнениях выразим компоненты скорости электронов пучка v_{bx} и v_{by} через перпендикулярную составляющую скорости $v_{b\perp} = \sqrt{v_{bx}^2 + v_{by}^2}$ и фазу p_{b0} вращения электронов пучка в магнитном поле: $v_{bx} = v_{b\perp} \cos p_{b0}$, $v_{by} = v_{b\perp} \sin p_{b0}$. Такой переход связан с тем, что в продольном фокусирующем магнитном поле в невозмущенном состоянии в поперечной плоскости электроны движутся по окружностям. Тогда исходные уравнения движения принимают следующий вид:

$$\frac{dv_{b\perp}}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma_b} \left[\cos p_{b0} \left(E_x - \frac{v_{bz}}{c} B_y \right) + \right.$$

$$\left. + \sin p_{b0} \left(E_y + \frac{v_{bz}}{c} B_x \right) - \frac{v_{b\perp} (\mathbf{E}\mathbf{U})}{c^2} \right], \quad (2)$$

$$\frac{dp_{b0}}{dt} = -\frac{\omega_H}{\gamma_b} + \frac{e}{m_e \gamma_b v_{b\perp}} \left[\cos p_{b0} \left(E_y + \frac{v_{bz}}{c} B_x \right) - \right.$$

$$\left. - \sin p_{b0} \left(E_x - \frac{v_{bz}}{c} B_y \right) \right], \quad (3)$$

$$\frac{dv_{bz}}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma_b} \times \left[E_z + \frac{v_{b\perp}}{c} \times \right.$$

$$\left. \times (B_y \cos p_{b0} - B_x \sin p_{b0}) - \frac{v_{bz} (\mathbf{E}\mathbf{U})}{c^2} \right], \quad (4)$$

$$\frac{dI_b}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma_b} [E_x v_{b\perp} \cos p_{b0} + E_y v_{b\perp} \sin p_{b0} + E_z v_{bz}]. \quad (5)$$

В уравнениях (2) - (5) E_x , E_y , E_z – компоненты вектора напряженности электрического поля; B_x и B_y – компоненты вектора индукции магнитного поля; $\omega_H = eB_0/(m_e c)$ – циклотронная частота вращения электронов в продольном магнитном поле; c – скорость света; $\gamma_b = 1/\sqrt{1 - (v_{bz}^2 + v_{b\perp}^2)/c^2}$ – релятивистский фактор; e и m_e – заряд и масса электрона.

К этой системе уравнений применяем процедуру асимптотического интегрирования в соответствии с методом усредненных характеристик [1, 9] и находим скорости как функции электрических и магнитных полей. Далее подставляем полученные решения в уравнение непрерывности и уравнения Максвелла, к которым применяем метод медленно меняющихся амплитуд.

В итоге получаем в кубическом приближении для комплексных амплитуд x - и y -компонент сигнала (E_{1x} ; E_{1y}), x - и y -компонент накачки (E_{2x} ; E_{2y}) и волны ВПЗ (E_{3z}) систему дифференциальных уравнений:

$$K_2 \frac{d^2 E_{1x}}{dt^2} + K_1 \frac{dE_{1x}}{dt} = K_3 E_{3z} E_{2x} + F_{1x}, \quad (6)$$

$$K_2 \frac{d^2 E_{1y}}{dt^2} + K_1 \frac{dE_{1y}}{dt} = K_3 \eta_1 \eta_2 E_{3z} E_{2y} + F_{1y}, \quad (7)$$

$$M_2 \frac{d^2 E_{2x}}{dt^2} + M_1 \frac{dE_{2x}}{dt} = M_3 E_{3z}^* E_{1x} + F_{2x}, \quad (8)$$

$$M_2 \frac{d^2 E_{2y}}{dt^2} + M_1 \frac{dE_{2y}}{dt} = M_3 \eta_1 \eta_2 E_{3z}^* E_{1y} + F_{2y}, \quad (9)$$

$$C_2 \frac{d^2 E_{3z}}{dt^2} + C_1 \frac{dE_{3z}}{dt} + D_3 E_{3z} =$$

$$= C_3 (E_{1x} E_{2x}^* + E_{1y} E_{2y}^*) + F_{3z}. \quad (10)$$

Из уравнений (6) - (10) следует, что для исследуемого устройства собственными являются циркулярно поляризованные электромагнитные волны. В этих уравнениях $K_2 = 0.5 \cdot \partial^2 D_1 / \partial(\dot{\omega}_1)^2$; $K_1 = \partial D_1 / \partial(\dot{\omega}_1)$; $M_2 = 0.5 \cdot \partial^2 D_2 / \partial(\dot{\omega}_2)^2$; $M_1 = \partial D_2 / \partial(\dot{\omega}_2)$, где $D_1 = D(\omega_1, k_1)$, $D_2 = D(\omega_2, k_2)$ – дисперсионные

АНАЛИЗ

функции поперечных электромагнитных волн сигнала (ω_1, k_1) и накачки (ω_2, k_2):

$$D(\omega, k) = \frac{i}{c\omega} \left\{ k^2 c^2 - \omega^2 + \sum_{\alpha}^{b,p} \left[\frac{\omega_{\alpha}^2}{\gamma_{\alpha} (\Omega_{\alpha} + \eta \omega_H / \gamma_{\alpha})^2} \times \left(\Omega_{\alpha} (\Omega_{\alpha} + \eta \omega_H / \gamma_{\alpha}) - \frac{v_{\alpha\perp}^2}{2c^2} (\omega^2 - k^2 c^2) \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

В уравнениях (5) - (10)

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

– знаковые функции, которые характеризуют направление вращения вектора напряженности поперечного электрического поля; $\Omega_{\alpha} = \omega - kv_{\alpha z}$. В уравнении (10)

$$D_3 = \frac{-i\omega_3}{c} \left(1 - \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 (1 - v_{\alpha z}^2 / c^2)}{(\omega_3 - k_3 v_{\alpha z})^2 \gamma_{\alpha}} \right) - \quad (13)$$

дисперсионная функция волны ВПЗ, $C_1 = \partial D_3 / \partial (i\omega_3)$; $C_2 = 0.5 \cdot \partial^2 D_3 / \partial (i\omega_3)^2$. K_3, M_3, C_3 – коэффициенты дифференциальных уравнений, которые зависят от частот, волновых чисел и параметров исследуемой системы. Функции $F_{1x}, F_{1y}, F_{2x}, F_{2y}, F_{3z}$ – кубически-нелинейные по амплитудам полей компоненты соответствующих уравнений, учитывающие кубически нелинейные взаимодействия.

Систему (6) - (10) следует также дополнить уравнениями для постоянных составляющих скорости и концентрации

$$dv_{\alpha} / dt = V_{\alpha}, \quad dn_{\alpha} / dt = N_{\alpha}, \quad (14)$$

где функции V_{α}, N_{α} учитывают кубически нелинейные слагаемые, зависят от волновых чисел, частот, амплитуд полей, постоянных составляющих скоростей и концентраций (индекс α принимает значения b и p ; индексом b характеризуем параметры пучка, индексом p – параметры плазмы).

Как уже было сказано выше, в исследуемой системе имеет место плазменно-пучковая неустойчивость. Это значит, что дисперсионное уравнение для волны пространственного заряда $D_3(\omega_3, k_3) = 0$ имеет комплексные корни. Поэтому при подстановке в дисперсионную функцию (13) действительных частот и действительных волновых чисел (действительные составляющие комплексных решений) дисперсионная функция не будет равна нулю $D_3 \neq 0$. Поэтому в левой части уравнения (10) имеется слагаемое с D_3 , которое позволяет определить инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости. Так, если рассмотреть уравнение (9) в случае отсутствия параметрического резонанса ($C_3(E_{1x}E_{2x}^* + E_{1y}E_{2y}^*) = 0$), пренебречь кубически нелинейными взаимодействиями ($F_{3z} = 0$), то из полученного линейного дифференциального уравнения легко можно найти инкремент плазменно-пучкового нарастания $(-D_3 / C_2)^{1/2}$ (здесь учтено, что $C_2 d^2 E_{3z} / dt^2, D_3 E_{3z} \gg C_1 dE_{3z} / dt$).

Анализ динамики волн проведем на примере ППСЛСЭ, параметры которого представлены в таблице.

Параметры	Значения
Ленгмюровская частота плазмы (ω_p), с ⁻¹	$1,0 \times 10^{12}$
Ленгмюровская частота пучка (ω_b), с ⁻¹	$2,0 \times 10^9$
Энергия пучка, МэВ	0,51
Индукция фокусирующего магнитного поля, Гс	$2,8 \times 10^3$
Амплитуда первой гармоники электрического поля накачки	$2,8 \times 10^4$
$E_2 = \sqrt{ E_{2x} ^2 + E_{2y} ^2}$, В/м	

Используя дисперсионные соотношения для поперечных $D(\omega_1, k_1) = 0, D(\omega_2, k_2) = 0$ и продольных $D_3(\omega_3, k_3) = 0$ волн, несложно определить частоты и волновые числа волн, которые могут принимать участие в трехволновом параметрическом резонансе (1). Как показывает анализ [24], трехволновые параметрические взаимодействия в исследуемом супергетеродинном ЛСЭ возможны в четырех различных случаях. На Рис. 1 представлены дисперсионные кривые для высокочастотных электромагнитных волн сигнала (кривые 1 и 2) и волн ВПЗ (кривые 3) для случая, когда угол влета β пучка по отношению к продольному магнитному полю равен нулю. Кривая 1 соответствует правой циркулярно поляризованной электромагнитной волне, если смотреть вдоль магнитного поля ($\eta_1 = -1$), кривая 2 – левой циркулярно поляризованной волне ($\eta_1 = +1$). Точка O на Рис. 1 определяет частоту и волновое число волны ВПЗ, которая имеет максимальный инкремент нарастания (ω_3, k_3). Точки A, B, C и D определяют частоты и волновые числа высокочастотных электромагнитных волн (ω_1, k_1), которые могут принимать участие в резонансных взаимодействиях (1).

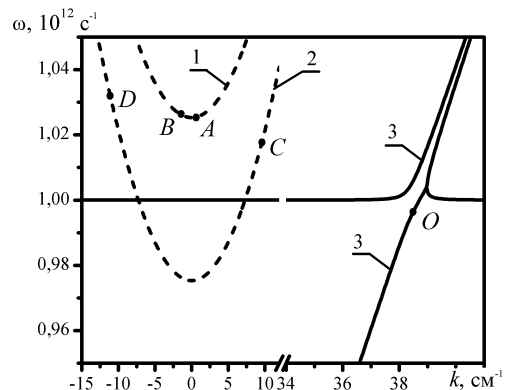


Рис. 1. Дисперсионные кривые высокочастотной электромагнитной волны сигнала (кривые 1, 2) и волны пространственного заряда (кривая 3)

Параметрическая связь между волнами сигнала (ω_1, k_1) и ВПЗ (ω_3, k_3) обеспечивается волной накачки (ω_2, k_2), частота которой меньше циклотронной частоты ω_H . Отметим, что ранее в рамках кубического нелинейного приближения был изучен

только один режим работы плазменно-пучкового СЛСЭ доплертонового типа, в котором принимает участие правополяризованная электромагнитная волна (кривая 1, точка A) и когда угол влета электронного пучка равен нулю ($\beta = 0^\circ$) [6]. Остальные три режима ранее были изучены только в рамках квадратичного приближения [24].

Используя стандартные численные методы, проанализируем в рамках кубическо-нелинейного приближения (6) - (10), (14) динамику волн в исследуемой системе как для различных режимов работы ППСЛСЭ (режимы A , B , C и D), так и для различных углов влета пучка β .

На Рис. 2 представлены зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала $E_1 = \sqrt{|E_{1x}|^2 + |E_{1y}|^2}$ от нормированного времени

$$\tau = t \cdot \delta\omega \quad (15)$$

для четырех возможных режимов работы при угле влета электронного пучка $\beta = 30^\circ$. В (15) в качестве нормировочного множителя $\delta\omega$ взят инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости при угле влета пучка $\beta = 0^\circ$ [1, 2, 18]. Отметим, что в данной работе рассматриваем случай, когда энергия пучка, а значит и модуль его скорости остаются постоянными. Поэтому при изменении угла влета β меняется его продольная скорость $v_{\parallel z}$, а значит и инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости. Поэтому для того чтобы корректно сравнивать динамику волн при разных углах влета β и в разных режимах работы в качестве нормировочного множителя берем один и тот же множитель: инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости при угле влета пучка $\beta = 0$.

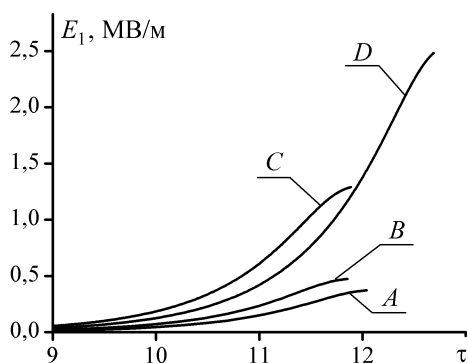


Рис. 2. Зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала E_1 от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$. Кривая A – режим взаимодействия A , кривая B – режим взаимодействия B , кривая C – режим взаимодействия C , кривая D – режим взаимодействия D (см. Рис. 1)

Из Рис. 2 следует, что максимальный уровень напряженности электрического поля сигнала достигается в случае режима D , хотя темп усиления амплитуды сигнала на начальном этапе взаимодействия в этом режиме меньше, чем в режиме C . При этом следует отметить, что для всех режимов, представленных на Рис. 2, инкремент плазменно-

пучковой неустойчивости имеет одно и то же значение. Параметрический инкремент нарастания для режимов A , B , C и D – разный. Именно параметрическое взаимодействие определяет различную динамику волны сигнала для различных режимов, которая представлена на Рис. 2. Также отметим, что в режиме D в области насыщения напряженность электрического поля сигнала достигает значений $\sim 2,5$ МВ/м. Длина волны сигнала в вакууме для этого режима $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 \approx 1,8$ мм. Таким образом, в режиме D плазменно-пучковый СЛСЭ может работать как мощный источник электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

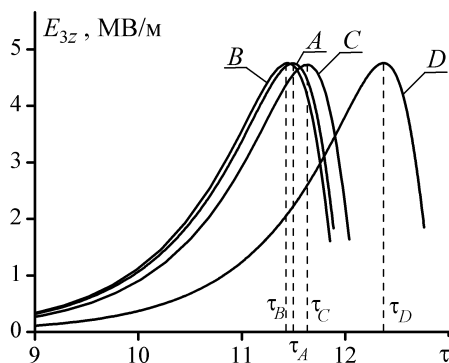


Рис. 3. Зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны ВПЗ от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$

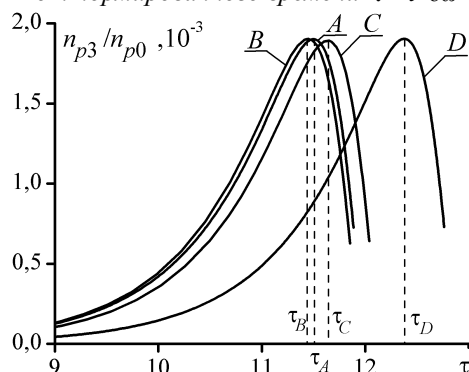


Рис. 4. Зависимости амплитуды первой гармоники концентрации плазмы n_{p3} , нормированной на постоянную составляющую n_{p0} , от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$

Для того, чтобы выяснить механизм насыщения сигнала в ППСЛСЭ рассмотрим Рис. 3 и 4. На Рис. 3 представлена зависимость амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны пространственного заряда E_{3z} от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$ для различных режимов работы. На Рис. 4 изображена зависимость амплитуды первой гармоники концентрации плазмы n_{p3} , которая нормирована на постоянную составляющую n_{p0} , от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$ для режимов работы A , B , C и D . Сравнивая эти рисунки, видим, что зависимости напряженности электрического поля ВПЗ E_{3z} и нормированной амплитуды первой гармоники концентрации плазмы n_{p3}/n_{p0} подобны, коррелируют друг с другом для всех режимов

работы. Это значит, что динамику и уровень насыщения напряженности электрического поля ВПЗ определяют электроны плазмы. Электроны пучка вносят незначительный вклад в динамику напряженности электрического поля ВПЗ E_{3z} . Из Рис. 3 и 4 следует, что уровни насыщения для волны ВПЗ для всех режимов имеют одно и то же значение. Напряженность электрического поля ВПЗ E_{3z} при насыщении достигает достаточно высоких значений ~ 5 МВ/м. Это дает основание утверждать, что при насыщении электронный пучок, имеющий кинетическую энергию 0,5 МэВ, захватывается плазменной волной. Во всех четырех режимах работы ППСЛСЭ энергия поступательного движения электронов пучка одна и та же. Поэтому и уровень напряженности электрического поля, при котором происходит насыщение и захват электронного пучка, имеет одно и то же значение.

Из Рис. 3 и 4 также следует, что в режиме D темп усиления волны ВПЗ является наименьшим среди всех четырех режимов. Такая динамика волны ВПЗ в режиме D объясняется особенностями параметрического взаимодействия, а именно, различными значениями коэффициента C_3 в уравнении (10) для различных режимов работы. Поэтому уровень напряженности электрического поля ВПЗ, при котором происходит насыщение, достигается позже (уровень напряженности электрического поля ВПЗ, при котором происходит насыщение для всех режимов одинаковый (см. Рис. 3)). Таким образом, время насыщения в режиме D τ_D оказывается большим, чем времена насыщения для режимов A , B и C (τ_A , τ_B и τ_C соответственно, см. Рис. 3 и 4). Поэтому нарастание волны сигнала для режима D прекращается позже, чем для режимов A , B и C (см. Рис. 2). Из-за этого уровень насыщения сигнала в режиме D оказывается наибольшим (см. Рис. 2). Отметим, механизм насыщения, связанный с захватом электронов пучка плазменными волнами, достаточно часто встречается в различных устройствах плазменной электроники [2].

Выясним, как меняются уровни насыщения электромагнитной волны сигнала в зависимости от угла влета электронного пучка β . На Рис. 5 представлены зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$ при различных углах влета пучка β по отношению к магнитному полю для режима взаимодействия D . Кривая 1 соответствует углу влета $\beta = 0^\circ$, кривая 2 соответствует углу влета $\beta = 10^\circ$, кривая 3 соответствует $\beta = 20^\circ$, кривая 4 соответствует $\beta = 30^\circ$. Из Рис. 5 следует, что на начальном этапе взаимодействия коэффициент усиления волны сигнала увеличивается с увеличением угла влета β . Такое увеличение коэффициента усиления волны сигнала связано, прежде всего, с изменением инкремента нарастания плазменно-пучковой неустойчивости. Инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости можно найти из уравнения $D_3 = 0$, где D_3 определяется соотно-

шением (12). Из этого соотношения следует, что D_3 зависит от продольной скорости пучка v_{bz} . В случае неосевого влета пучка продольная скорость пучка уменьшается (рассматриваем случай, когда энергия пучка остается постоянной). Это приводит к увеличению инкремента плазменно-пучковой неустойчивости и, как следствие, к увеличению коэффициента усиления электромагнитной волны сигнала. С другой стороны, увеличение инкремента нарастания приводит также и к увеличению темпа усиления напряженности электрического поля волны ВПЗ, что приводит к захвату электронов пучка. Таким образом, насыщение волны сигнала при увеличении угла влета происходит раньше, что и наблюдаем на Рис. 5. Также из Рис. 5 следует, что с увеличением угла влета пучка β уровень насыщения волны сигнала незначительно повышается. Таким образом, ППСЛСЭ, использующие винтовые релятивистские электронные пучки, позволяют усиливать мощные электромагнитные сигналы в миллиметровом диапазоне длин волн.

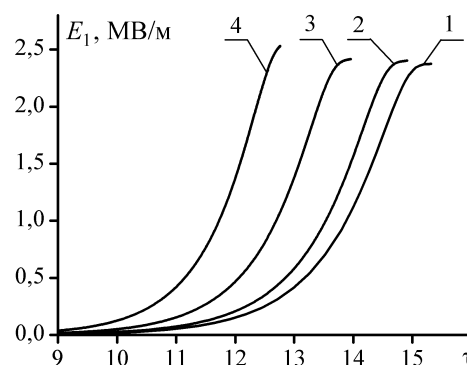


Рис. 5. Зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega$ при различных углах влета пучка β по отношению к магнитному полю. Кривая 1 соответствует углу влета $\beta = 0^\circ$, кривая 2 соответствует углу влета $\beta = 10^\circ$, кривая 3 соответствует углу влета $\beta = 20^\circ$, кривая 4 соответствует углу влета $\beta = 30^\circ$. Режим взаимодействия D (см. Рис. 2)

ВЫВОДЫ

Построена кубическая нелинейная теория взаимодействий волн в плазменно-пучковом супергетеродинном ЛСЭ доплертронного типа с винтовым электронным пучком. Определены уровни насыщения для четырех режимов работы прибора. Выяснено, что среди всех режимов работы СЛСЭ наиболее высоким уровнем насыщения высокочастотного электромагнитного сигнала обладает режим взаимодействия D (случай параметрического резонансного взаимодействия с необыкновенной циркулярно поляризованной электромагнитной волной сигнала). Причем уровень насыщения сигнала в режиме работы D превышает уровни насыщения в других режимах в два и более раз. Выяснено, что насыщение в исследуемом СЛСЭ происходит из-за захвата электронов пучка плазменными волнами. Показано, что с увеличением угла влета электронного пучка

коэффициент усиления электромагнитного сигнала увеличивается. Такое увеличение усиления сигнала определяется возрастанием инкремента нарастания плазменно-пучковой неустойчивости, что связано с уменьшением продольной энергии электронов. При этом уровень насыщения электромагнитного сигнала при различных углах влета электронного пучка по отношению к продольному магнитному полю незначительно повышается. Также с увеличением угла влета электронного пучка время насыщения уменьшается. Это значит, что супергетеродинные ЛСЭ, использующие сильноточные винтовые электронные пучки, могут использовать пучки с меньшими длительностями импульса тока по сравнению с СЛСЭ с прямолинейными пучками. Таким образом, плазменно-пучковые СЛСЭ с винтовыми электронными пучками могут использоваться в качестве источника мощного когерентного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. V.V. Kulish. *Hierarchical Electrodynamics and Free Electron Lasers*. Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2011.
2. M.V. Kuzelev, A.A. Ruhadze, P.S. Strelkov. *The relativistic plasma SHF electronic*. Moscow: Bauman MSTU, 2002.
3. S.E. Tsimring. *Electron beams and microwave vacuum electronics*. Hoboken, New Jersey: Wiley, 2007.
4. J.H. Booske, R.J. Dobbs, C.D. Joye, C.L. Kory, G.R. Neil, Gun-Sik Park; Park Jaehun, R.J. Temkin. Vacuum electronic high power terahertz sources // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2011, v. 1, № 1, p. 54-75.
5. N. Ya. Kotsarenko and V. V. Kulish // *Radiotekh. Elektron.* 1980, v. 25, p. 2470-2471.
6. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, V.V. Koval. Multi-harmonic cubic-nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free-electron lasers of the doppler-tron type // *Plasma Physics Reports*. 2010, v. 36, № 13, p. 1185-1190.
7. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, V.V. Koval. Cubic-nonlinear theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser with H-ubitron pumping // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2010, v. 69, № 20, p. 1859-1869.
8. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, V.V. Koval. On the theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser with H-ubitron pumping // *Technical Physics Letters*. 2009, v. 35, № 8, p. 696-699.
9. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, A.Ju. Brusnik. Hierarchical asymptotic methods in the theory of cluster free electron lasers // *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2012, v. 33, № 2, p. 149-173.
10. T. Mohsenpour, N. Mehrabi. Instability of wave modes in a two-stream free-electron laser with a helical wiggler and an axial magnetic field // *Physics of Plasmas*. 2013, v. 20, № 8, p. 082133.
11. S. Saviz, Z. Rezaei and Farzin M. Aghamir. Gain enhancement in two-stream free electron laser with a planar wiggler and an axial guide magnetic field // *Chinese Physics B*. 2012, v. 21, № 9, p. 094103.
12. W. Liu, Z. Yang, Z. Liang. Instability of two-stream free-electron laser with an axial guiding magnetic field // *Int. J. Infrared Millim. Waves*. 2006, v. 27, p. 1073-1085.
13. N. Mahdizadeh, F.M. Aghamir. Effects of finite beam and plasma temperature on the growth rate of a two-stream free electron laser with background plasma // *J. Appl. Phys.* 2013, v. 113, p. 083305(5).
14. S. Saviz and M. Karimi. Effects of self-fields on electron trajectory and gain in planar wiggler free-electron lasers with two-stream and ion-channel guiding // *Chin. Phys. B*. 2014, v. 23, № 3, p. 034103(5).
15. B.W.J. McNeil, G.R.M. Robb. Two-beam free-electron laser // *Phys. Rev. E*. 2004, v. 70, p. 035501.
16. H. Mehdian, N. Abbasi. Dispersion relation and growth in a two-stream free electron laser with helical wiggler and ion channel guiding // *Phys. Plasmas*. 2008, v. 15, p. 013111.
17. D.V. Rose, T.C. Genoni, D.R. Welch, E.A. Startsev, R.C. Davidson. Two-stream instability analysis for propagating charged particle beams with a velocity tilt // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2007, v. 10, p. 034203.
18. N.A. Krall, A.W. Trivelpiece. *Principles of Plasma Physics*. New York: San Francisco Press, 1986.
19. P. Sprangle, V.L. Granatstein, L. Baker. Stimulated collective scattering from a magnetized relativistic electron beam // *Phys. Rev. A*. 1975, v. 12, № 4, p. 1697-1701.
20. V.I. Miroshnichenko. Forced coherent scattering of electromagnetic waves by a relativistic beam of oscillators // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 1980, v. 23, № 3, p. 252-259.
21. G. Bekefi. Double-stream cyclotron maser // *J. Appl. Phys.* 1992, v. 71, № 9, p. 4128-4131.
22. N.S. Ginzburg, N.Yu. Peskov. Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2013, v. 16, № 9, p. 090701.
23. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, G.A. Oleksienko, V.V. Koval, M.Yu. Rombovsky. Plasma-beam superheterodyne FELs with helical electron beams // *Applied Physics*. 2014, № 5, p. 24-28.
24. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, G.A. Oleksienko, V.V. Koval, M.Yu. Rombovsky. Nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free electron laser of dopplertron type with non-axial injection of electron beam // *Acta Physica Polonica A*. 2014, v. 126, № 6, p. 1263-1268.

Статья поступила в редакцию 02.09.2015

NONLINEAR INTERACTION OF WAVES IN PLASMA-BEAM SUPERHETERODYNE FEL OF THE DOPPLERTRON TYPE WITH HELICAL ELECTRON BEAM

V.V. Kulish, A.V. Lysenko, G.A. Oleksiienko

We have constructed a cubic-nonlinear theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser (SFEL) of the dopplertron type with a helical electron beam. The saturation levels and mechanisms have been found for the four operating modes. We have shown that the capture of beam electrons by plasma waves causes the signal saturation. We have found that among all operating modes the highest saturation level corresponds to the interaction mode that uses an extraordinary wave as the signal. We have demonstrated the possibility of making of powerful coherent electromagnetic radiation sources in the millimeter wavelength range on the basis of such SFEL.

НЕЛІНІЙНІ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ У СУПЕРГЕТЕРОДИННОМУ ПЛАЗМОВО-ПУЧКОВОМУ ЛВЕ ДОПЛЕРТРОННОГО ТИПУ З ГВИНТОВИМ ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ

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

Побудована кубічно-нелінійна теорія плазмово-пучкового супергетеродиначного лазера на вільних електронах (СЛВЕ) доплертронного типу з гвинтовим електронним пучком. Визначені рівні та механізм насичення для чотирьох режимів роботи. З'ясовано, що насичення сигналу пов'язане із захопленням електронів пучка плазовими хвилями. Показано, що серед усіх режимів роботи СЛВЕ найбільш високий рівень насичення сигналу має режим взаємодії, у якому як сигнал використовується незвичайна електромагнітна хвиля. Продемонстрована можливість створення на базі такого СЛВЕ джерел потужного когерентного електромагнітного випромінювання в міліметровому діапазоні довжин хвиль.