

01;10

Влияние дисперсии на режимы работы короткоимпульсных лазеров на свободных электронах

© Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 30 мая 2006 г.)

Рассмотрено влияние дисперсии на генерацию излучения в волноводных лазерах на свободных электронах (ЛСЭ), работающих в режиме периодической импульсной инжекции электронов. В приближении высокодобротного резонатора процесс формирования импульсов электромагнитного излучения описывается с помощью параболического уравнения. Для линейной стадии взаимодействия аналитически найдены стартовые условия генерации, а также определены пространственно-временные структуры супермод, представляющих собой совокупность мод холодного резонатора с синхронизированными фазами. Показано, что наличие дисперсии обеспечивает возможность работы ЛСЭ не только при положительных, но и при отрицательных расстройках между периодом инжекции электронных сгустков и временем обращения электромагнитного импульса по резонатору. Моделирование нелинейного режима генерации позволило с учетом дисперсионного расплывания определить стационарную форму импульсов излучения, а также оптимальные значения расстроек группового и тактового синхронизма, обеспечивающие максимальную эффективность работы волноводных ЛСЭ. Показано, что при значительных превышениях длины области взаимодействия над стартовыми значениями реализуются режимы с периодической и хаотической автомодуляцией формы импульса.

PACS: 41.60.Cr

Введение

Как известно, в коротковолновых ЛСЭ-генераторах используются релятивистские электронные пучки, представляющие собой последовательность коротких сгустков [1–10]. В таком режиме инжекции электромагнитное излучение представляет собой последовательность микроимпульсов с длительностью порядка длительности электронного импульса. Оба импульса, электронный и электромагнитный, вместе следуют по резонатору с небольшим смещением друг относительно друга из-за отличия поступательной скорости частиц от групповой скорости электромагнитного импульса. После достижения правого (коллекторного) зеркала электронный импульс покидает резонатор, а электромагнитный импульс отражается и возвращается к левому (катодному) зеркалу к моменту поступления в резонатор следующего электронного сгустка. При использовании квазиоптических резонаторов в качестве электродинамических систем групповая скорость электромагнитных импульсов, распространяющихся в свободном пространстве, превышает поступательную скорость электронных сгустков. Для реализации в такой системе режима генерации со стационарной формой импульса необходимо введение определенной расстройки тактового синхронизма между периодом следования электронных импульсов и временем обращения электромагнитного импульса по резонатору.

В последнее время в экспериментах с ЛСЭ в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [4–7] было

использовано волноводное распространение электромагнитных импульсов. Наличие волноводной дисперсии может оказывать значительное влияние на режимы генерации в короткоимпульсных ЛСЭ. В частности, возможна реализация режима группового синхронизма, в котором групповая скорость электромагнитного импульса совпадает с поступательной скоростью электронов. При этом стационарная генерация имеет место в условиях точного тактового синхронизма. Взаимная синхронизация излучения от различных частей электронного импульса возникает благодаря дисперсионному расплыванию электромагнитного поля [11]. С другой стороны, поскольку значение электронной восприимчивости внутри сгустка превосходит единицу вследствие эффекта полного внутреннего отражения, происходит локализация поля вблизи сгустка. Конкуренция двух указанных эффектов на нелинейной стадии обуславливает установление режима стационарной импульсной генерации.

В настоящей работе предложенная в [9,10] модель ЛСЭ, работающего в режиме периодической импульсной инжекции электронов, обобщается с учетом дисперсионного расплывания электромагнитного импульса.

1. Модель и основные уравнения

Пусть генерируемое излучение, распространяющееся внутри волноводного тракта, заключено между двумя зеркалами с коэффициентами отражения $R_{1,2}$, расположенными на расстоянии l . ЛСЭ запитывается последовательностью коротких электронных сгустков длитель-

ностью τ_c , которая существенно меньше, чем время обращения электромагнитного импульса по резонатору $T_R = 2l/V_{gr}$ и период следования электронных сгустков T_i . Поле на одном проходе может быть представлено в виде

$$\mathbf{A} = \text{Re} \left[\mathbf{E}_s(r_\perp) \left\{ A_n^+(z, t) \exp(i(\omega_0 t - h_0 z)) + A_n^-(z, t) \exp(i(\omega_0 t + h_0 z)) \right\} \right],$$

где $A_n^\pm(z, t)$ — функция, описывающая эволюцию амплитуды поля вдоль продольной координаты, \mathbf{E}_s — функция, задающая фиксированное поперечное распределение поля рабочей моды волновода, ω_0 — несущая частота, $h_0 = h(\omega_0)$. Взаимодействие осуществляется в условиях синхронизма $\omega - h_0 V_{\parallel} \simeq \Omega_\perp$, где $\Omega_\perp = h_u V_{\parallel}$ — частота осцилляций электронов в поле ондулятора, $h_u = 2\pi/\lambda_u$, λ_u — период ондулятора.

Процесс возбуждения резонатора последовательностью коротких электронных импульсов будем исследовать при следующих условиях:

1) модули коэффициентов отражения от зеркал близки к единице, и соответственно изменение амплитуды огибающей сигнала на одном проходе по резонатору мало;

2) дисперсионное расплывание электромагнитного импульса на одном проходе по резонатору мало.

В указанных предположениях после перехода от дискретной переменной n — номера прохода — к медленному времени $\hat{\tau}$, единица отсчета которого T_R , эволюцию поля внутри резонатора с учетом дисперсионного расплывания электромагнитного импульса можно описать уравнением параболического типа

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \hat{\tau}} + \frac{\omega_0}{2Q} \alpha - \hat{\varepsilon} \frac{\partial \alpha}{\partial y} + i \frac{\hat{v} V_{gr}}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial y^2} = \frac{e\pi I_0 V_{gr} \kappa}{2m_e c^3 \gamma N_s h_0 l} \int_0^l f(y - z/V_{gr}) I_\omega dz, \quad (1)$$

где $I_\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\Theta} d\Theta_0$ — амплитуда первой гармоники ВЧ-тока; $V_{gr} = \partial\omega/\partial h$ — групповая скорость волны; $\hat{v} = |\partial^2 h/\partial\omega^2|$ — параметр дисперсионного расплывания; $Q = \omega_0 l/V_{gr}(1-R_1 R_2)$ — добротность резонатора; I_0 — пиковое значение тока; $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — масс-фактор; N_s — формфактор рабочей моды (в случае прямоугольного волновода с поперечными размерами d, b , при инжекции электронов вдоль оси волновода, для моды TE_{jm} : $N_s = [(j/b)^2 + (m/d)^2] d^2/m^2$, в частности для моды TE_{01} : $N_s = 1$); κ — параметр связи, пропорциональный осцилляторной скорости частиц в поле ондулятора; $f(y)$ — функция, описывающая форму электронного импульса; $\alpha = eA_n/(m_e c \gamma)$ — безразмерная амплитуда поля. Для учета расстройки тактового синхронизма $\hat{\varepsilon} = (T_i - T_R)/T_R$ — независимая временная

переменная задана в виде $y = t - z/V_{gr} - \hat{\varepsilon} \hat{\tau}$. Следует отметить, что по сравнению с предшествующими работами [9,10] в уравнение (1) добавлено дополнительное слагаемое, учитывающее дисперсию волн.

Принятые выше предположения позволяют использовать периодические условия

$$\alpha(\hat{\tau}, y) = \alpha(\hat{\tau}, y + T_R) \quad (2)$$

и соответственно представить поле и ток в виде ряда Фурье

$$\alpha(\hat{\tau}, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m(\hat{\tau}) \exp(i2\pi m y/T_R),$$

$$I_\omega = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\hat{\tau}) \exp(i2\pi m y/T_R). \quad (3)$$

Амплитуду каждой из гармоник a_m можно рассматривать как амплитуду моды резонатора с заданным продольным индексом m , в качестве несущей частоты ω_0 берется собственная частота моды с $m = 0$.

Полагая изменения энергии электронов $E = m_e c^2 \gamma$ малыми и пренебрегая ближним кулоновским взаимодействием частиц, усредненные уравнения движения электронов представим в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{V_{\parallel}} - \frac{1}{V_{gr}} \right) \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \Theta = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \mu \kappa \text{Re}(a e^{i\Theta}) \quad (4)$$

со следующими граничными условиями:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{V_{\parallel}} - \frac{1}{V_{gr}} \right) \frac{\partial}{\partial y} \right) \Theta \Big|_{z=0} = \Delta, \quad \Theta \Big|_{z=0} = \Theta_0 \in [0, 2\pi],$$

где $\Delta = (\omega_0 - h_0 V_{\parallel} - \Omega_\perp)/V_{\parallel}$ — начальная расстройка синхронизма электронов с волной на несущей частоте, $\mu = \gamma^{-2}$ — параметр инерционной группировки.

Перейдя к нормализованным переменным

$$\xi = \frac{\omega_0 y}{\chi} P, \quad \tau = \frac{\omega_0 \hat{\tau}}{2Q}, \quad \xi = z \frac{\omega_0}{c} P,$$

$$P = \left(\frac{4\pi e I_0 \mu \kappa^2 \beta_{gr} Q}{m_e c \gamma d b N_s h_0 l \omega_0^2} \right)^{1/3},$$

уравнения (1), (4) преобразуем к виду

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + a - \varepsilon \frac{\partial a}{\partial \xi} + i v \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} = \int_0^L F(\xi - \xi) I_\omega d\xi, \quad (5a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right)^2 \Theta = \text{Re}(a e^{i\Theta}), \quad (5b)$$

$$a(\tau, \xi) = a(\tau, \xi + T), \quad \Theta \Big|_{\xi=0} = \Theta_0 \in [0, 2\pi],$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \Theta \Big|_{\xi=0} = \delta,$$

где

$$a = \frac{\alpha\kappa\mu}{P^2}, \quad T = \frac{T_R\omega_0 P}{\chi}, \quad v = \left| \frac{\partial^2 \hbar}{\partial \omega^2} \right| \frac{V_{gr}\omega_0 Q P^2}{\chi^2},$$

$$\varepsilon = \frac{(T_i - T_R)}{T_R} \frac{2QP}{\chi}, \quad \delta = \Delta \frac{c}{\omega_0 P};$$

$L = l\omega_0 P/c$ — нормированная длина взаимодействия; $F(\xi)$ — нормированная функция, описывающая форму электронного импульса; $\chi = \beta_{||}^{-1} - \beta_{gr}^{-1}$ — расстройка группового синхронизма.

2. Линейная теория

При возбуждении ЛСЭ последовательностью коротких электронных импульсов излучаемое поле представляет собой набор продольных мод холдного резонатора, образующих одну или несколько „горячих“ мод — супермод. В стартовом режиме анализ влияния волновой дисперсии, а также расстройк группового и тактового синхронизма на процесс формирования супермод может быть приведен в рамках линейной теории.

Линеаризуя уравнение движения частиц (5), получаем уравнение для амплитуды ВЧ-тока

$$\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right)^2 I_\omega = -ia. \quad (6)$$

Используя фурье-разложение (3) для пространственных гармоник тока J_m , имеем

$$J_m = \left[\frac{i}{k_m^2} + \frac{\xi}{k_m} e^{-ik_m \xi} - \frac{i}{k_m^2} e^{-ik_m \xi} \right] a_m, \quad k_m = \frac{2\pi m}{T} + \delta, \quad (7)$$

соответственно для фурье-гармоник поля A_m из уравнения для поля (5а) получим

$$\left[\frac{d}{d\tau} + 1 - i\varepsilon \frac{2\pi m}{T} - iv \left(\frac{2\pi m}{T} \right)^2 \right] a_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^m a_n, \quad (8)$$

$$C_n^m = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^L \left[\frac{i}{k_n^2} + \frac{\xi}{k_n} e^{-ik_n \xi} - \frac{i}{k_n^2} e^{-ik_n \xi} \right] \times F(\xi - \xi) e^{i\xi(k_n - k_m)} d\xi d\xi.$$

Диагональные элементы матрицы C_n^m

$$C_n^n = \frac{T_c}{T} \left[\frac{iL}{k_n^2} (1 + e^{-ik_n L}) + \frac{2}{k_n^3} (1 + e^{-ik_n L}) \right]$$

совпадают с известными выражениями для комплексной электронной восприимчивости в случае стационарной инжекции $T_c = T$ электронного пучка (см., например, [9–11]).

Представив решение уравнения (8) в форме $a_m = e^{i\Omega\tau} \hat{a}_m$, получим систему алгебраических уравнений, определяющую комплексные собственные частоты Ω и

спектральный состав супермод,

$$i\Omega \hat{a}_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^m \hat{a}_n, \quad (9)$$

где $D_n^m = C_n^m - 1 + i\varepsilon(2\pi m/T) + iv(2\pi m/T)^2$. В случае электронного сгустка прямоугольной формы с нормированной длиной $T_c = \tau_c \omega_0 P/\chi$ элементы матрицы могут быть представлены в виде

$$D_n^m = \frac{(e^{i(k_n - k_m)T_c/2} - e^{-i(k_n - k_m)T_c/2})}{T} \frac{e^{-ik_n T_c/2}}{(k_n - k_m)^2} \times \left[\frac{ie^{ik_n L}}{k_m^2} - \frac{ie^{ik_n L}}{k_n^2} - \frac{i}{k_m^2} + \frac{i}{k_n^2} + \frac{L}{k_m} - \frac{L}{k_n} \right] + i\varepsilon \frac{2\pi m}{T} + iv \left(\frac{2\pi m}{T} \right)^2 - 1.$$

С помощью собственных векторов матрицы D_n^m можно определить спектр и пространственную структуру супермод (рис. 1), представляющих собой суперпозицию

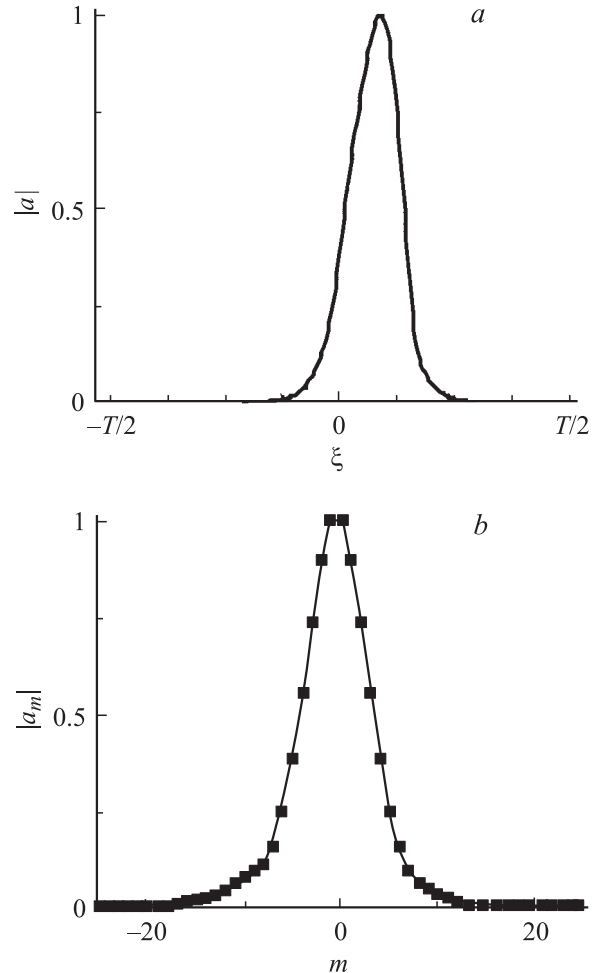


Рис. 1. Нормированный профиль поля (а) и спектр супермоды (b) при нормированной длительности электронных импульсов $T_c = 4$, расстройке тактового синхронизма $\varepsilon = 1$; длине резонатора $L = 2.3$ и параметре дисперсии $v = 0.3$.

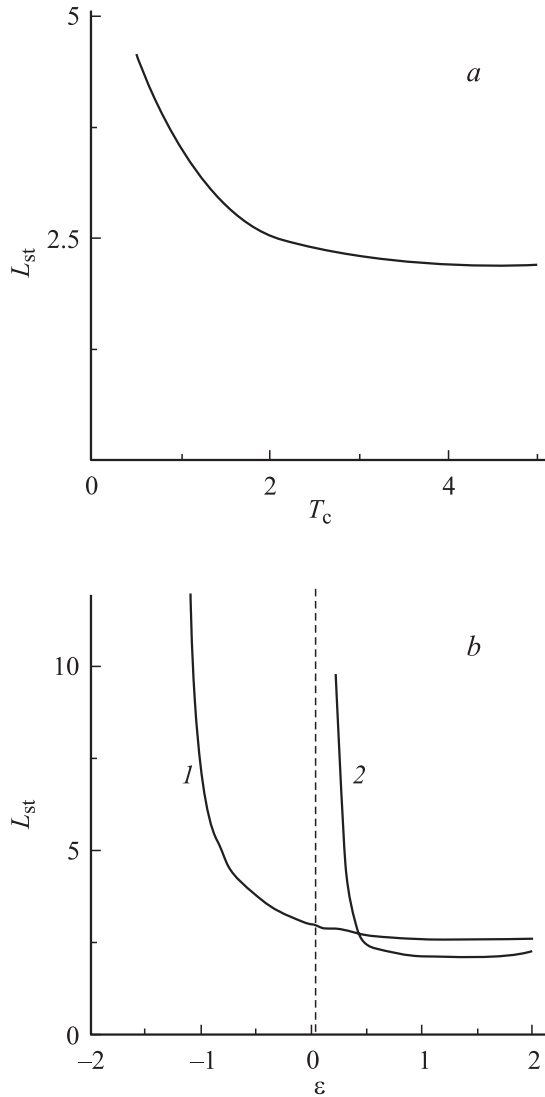


Рис. 2. Зависимость стартовой длины L_{st} от: a — длительности электронных импульсов T_c и b — от расстройки тактового синхронизма ε (кривая 1 для параметра дисперсионного распывания $\nu = 1$, 2 — для случая пренебрежимо малой дисперсии).

продольных мод резонатора с синхронизированными фазами. Стартовые условия задаются обращением в нуль мнимой части собственной частоты супермоды

$$\text{Im}[\Omega] = 0. \quad (10)$$

Решив совместно уравнения (9) и (10), получим зависимости стартовой длины от длительности электронных ступков T_c и расстройки тактового синхронизма ε . При увеличении длительности электронных ступков порог генерации снижается, и его значение приближается к стартовой длине ЛСЭ в режиме непрерывной инжекции электронного потока (рис. 2, a).

В отсутствие дисперсионного распывания $\nu = 0$, для конечных значений T_c режим генерации возможен

только в области положительных значений параметра расстройки тактового синхронизма ε . При этом проскальзывание электромагнитного импульса относительно электронного импульса из-за отличия групповой скорости от поступательной скорости частиц компенсируется соответствующим запаздыванием прихода электронного импульса по отношению к времени обращения электромагнитного импульса. Фактически в этом случае механизм обратной связи аналогичен механизму, имеющему место в лампах обратной волны [9,12]. Наличие дисперсии приводит к тому, что генерация возможна в случае нулевых и даже отрицательных значений расстройки тактового синхронизма $\varepsilon < 0$ (рис. 2, b). Этот факт объясняется тем, что дисперсионное распывание импульса обеспечивает эффективное проскальзывание электромагнитного импульса относительно электронов.

3. Моделирование нелинейности стадии генерации

Нелинейная стадия процесса генерации была проанализирована на основе численного моделирования уравнений (5). Предполагалось, что профиль электронного ступка имеет прямоугольную форму с нормированной длительностью T_c . По мере превышения длины взаимодействия L над стартовым значением L_{st} наблюдались следующие режимы генерации:

- 1) режим генерации импульсов стационарной формы (рис. 3);
- 2) режим периодической автомодуляции формы импульса (рис. 4, a);
- 3) режим хаотической автомодуляции формы импульса (рис. 4, b).

На рис. 5 представлены зоны различных режимов генерации на плоскости параметров L и ε для фиксированных значений безразмерной длины электронного ступка $T_c = 4$ и параметра дисперсии $\nu = 1$. Заметим, что увеличение ε приводит к повышению порога генерации L_{st} .

При небольшом превышении длины области взаимодействия над порогом генерации $L \leq L_{st}$ стационарный профиль электромагнитного импульса и его спектр близки к найденной в рамках линейной теории структуре супермоды (рис. 1). Наличие дисперсии приводит к уширению электромагнитного импульса. Одновременно возможно увеличение пиковой амплитуды импульса и его полной энергии

$$W = \frac{1}{T_c} \int_0^T |a|^2 d\xi$$

по сравнению со случаем нулевой дисперсии (для сравнения на рис. 3, b, c, d графики с точками соответствуют случаю нулевой дисперсии, сплошная кривая — тот же импульс при параметре дисперсии $\nu = 0.3$).

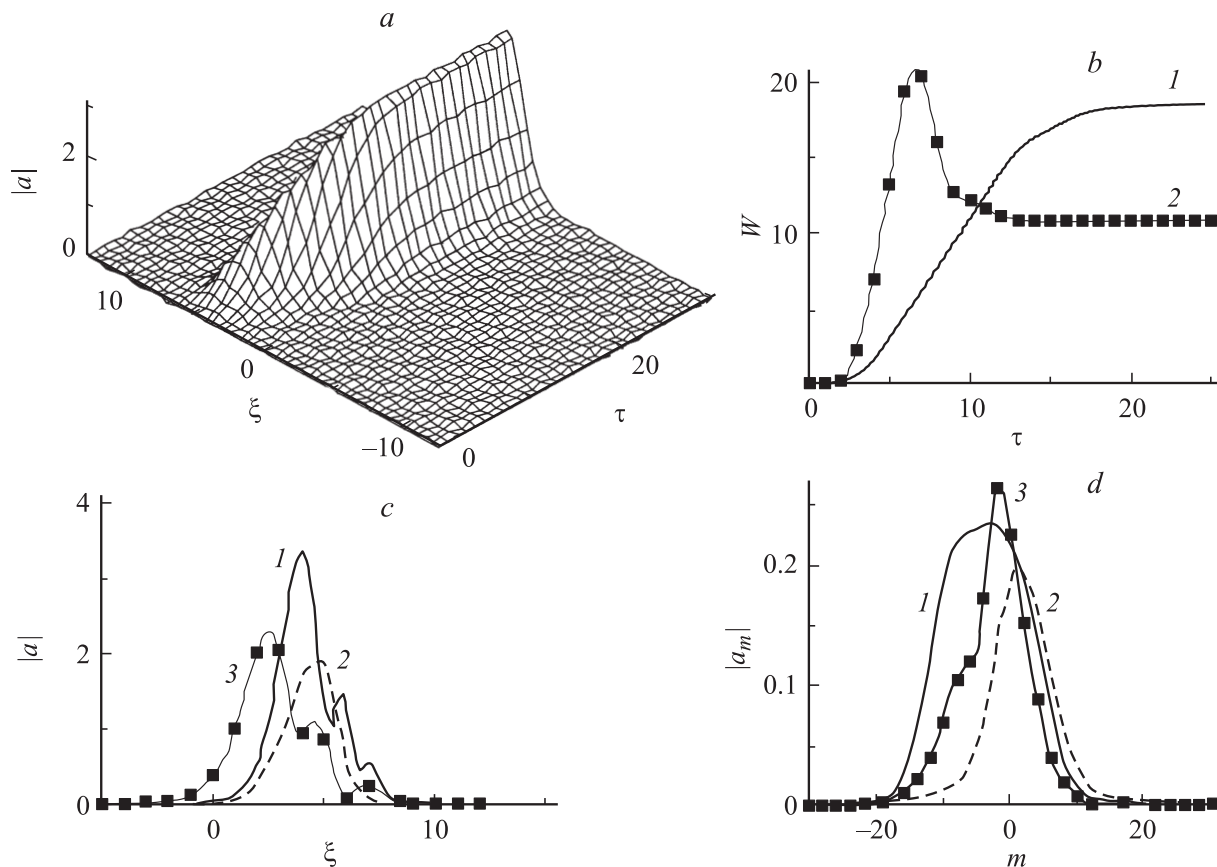


Рис. 3. Режим генерации электромагнитных импульсов стационарной формы: $L = 4.4$, $T_c = 4$, $T = 25.6$, $\varepsilon = 0.5$, $\nu = 0.3$: *a* — временная эволюция формы импульса; *b* — зависимость нормированной энергии W импульса от времени; *c* — профиль и *d* — спектр импульса (сплошная линия — на нелинейной стадии генерации, пунктир — на линейной). Для сравнения сплошной линией с точками представлена энергия импульса в отсутствие дисперсии $\nu = 0$ (кривая 2, на рис. 3, *b*), его профиль и спектр (кривая 3, на рис. 3, *c, d*).

Как было показано экспериментально [4–7], наличие волноводной дисперсии позволяет реализовать режим стационарной генерации в условиях точного группового $\chi = 0$ и тактового $\varepsilon = 0$ синхронизмов. Теоретическое описание такого режима приведено в работе [11]. Численное моделирование уравнений (5) позволяет установить зависимость максимума амплитуды поля a_{\max} при малых, но конечных значениях расстройки группового и тактового синхронизмов (рис. 6). Следует заметить, что режим группового синхронизма обеспечивает максимальное значение амплитуды поля только в случае точного тактового синхронизма. Для малых значений параметра расстройки тактового синхронизма ε существуют оптимальные соотношения параметров χ , L , T_c и ν , которые дают максимум амплитуды поля, т.е. обеспечивают наиболее эффективное взаимодействие между электромагнитным импульсом и последовательностью электронных сгустков (рис. 7, *a, b*). При этом даже небольшая расстройка $\varepsilon \sim 10^{-4}$ делает систему менее критичной к расстройке группового синхронизма χ (рис. 6). Это позволяет существенно увеличить пиковую мощность излучения и изменить длительность

импульса, варьируя значения ε . Подобное поведение наблюдалось в экспериментальных макетах волноводных ЛСЭ, реализованных в ENEA [4,5] и KAERI [6,7].

Как видно из результатов аналитической теории (рис. 2, *b*, кривая 1), наличие дисперсии в системе позволяет ЛСЭ работать в области нулевых и даже отрицательных значений расстроек тактового синхронизма ε . При уменьшении расстройки тактового синхронизма мощность генерации в стационарном режиме падает, и при определенной величине расстройки ε_f стационарная генерация пропадает (рис. 7, *b*). Если для фиксированной расстройки ε_f увеличивать длину резонатора L или длительность электронного пучка T_c , то в системе возможна генерация пакета импульсов в переходном режиме (рис. 8), имеющем аналогию с режимом сверхизлучения [13]. Стационарная генерация в таком режиме отсутствует.

При увеличении безразмерной длины L реализуется режим периодической автомодуляции формы генерируемых импульсов (рис. 4, *a*). Как видно из рис. 5, переход к автомодуляционному режиму может быть обеспечен двумя способами: увеличением безразмерной

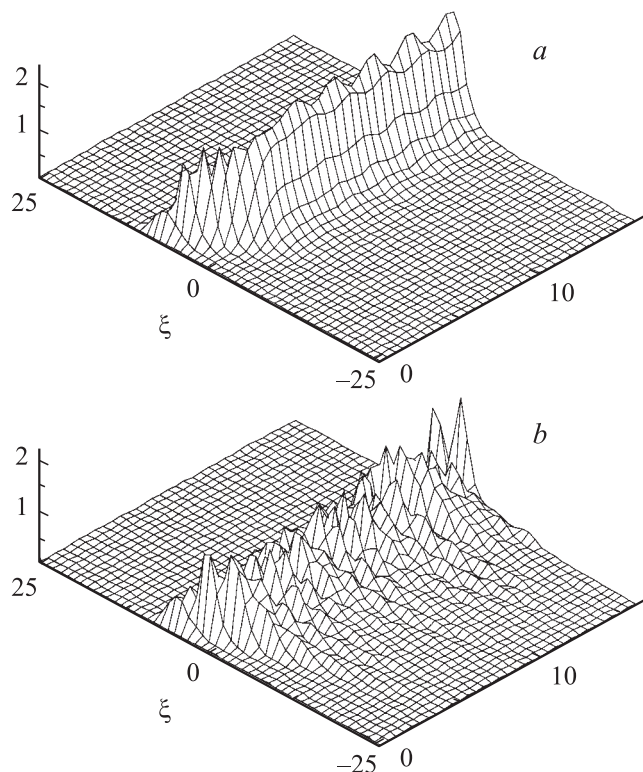


Рис. 4. Временная эволюция формы электромагнитного импульса: *a* — в режиме периодической автомодуляции при $L = 4.4$, $T_c = 4$, $T = 25.6$, $\varepsilon = 4$, $\nu = 1$; *b* — в режиме стохастической автомодуляции при $L = 10$, $T_c = 6$, $T = 51.2$, $\varepsilon = 1$, $\nu = 1$.

длины резонатора L и/или увеличением безразмерной расстройки тактового синхронизма ε . При значительных превышениях значений над порогом $L > 6$ и значениях

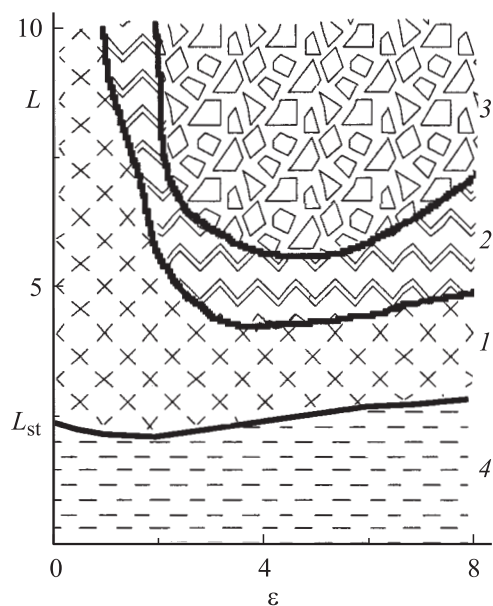


Рис. 5. Области стационарной (1), периодической (2) и хаотической (3) генерации на плоскости параметров L и ε . В области (4) генерация отсутствует $T = 51.2$.

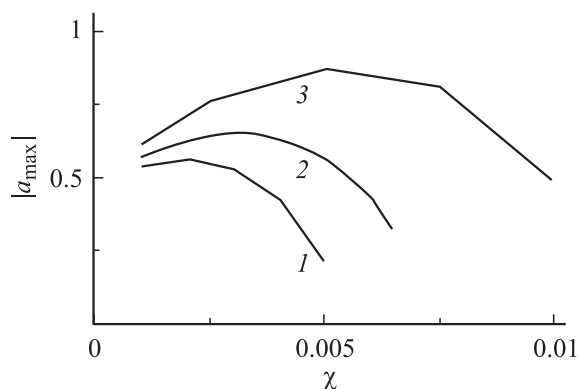


Рис. 6. Зависимость максимума амплитуды поля a_{\max} от параметра группового синхронизма χ при различных ε : 1 — 10^{-6} , 2 — 10^{-5} , 3 — $2.5 \cdot 10^{-5}$; $L = 2.5$.

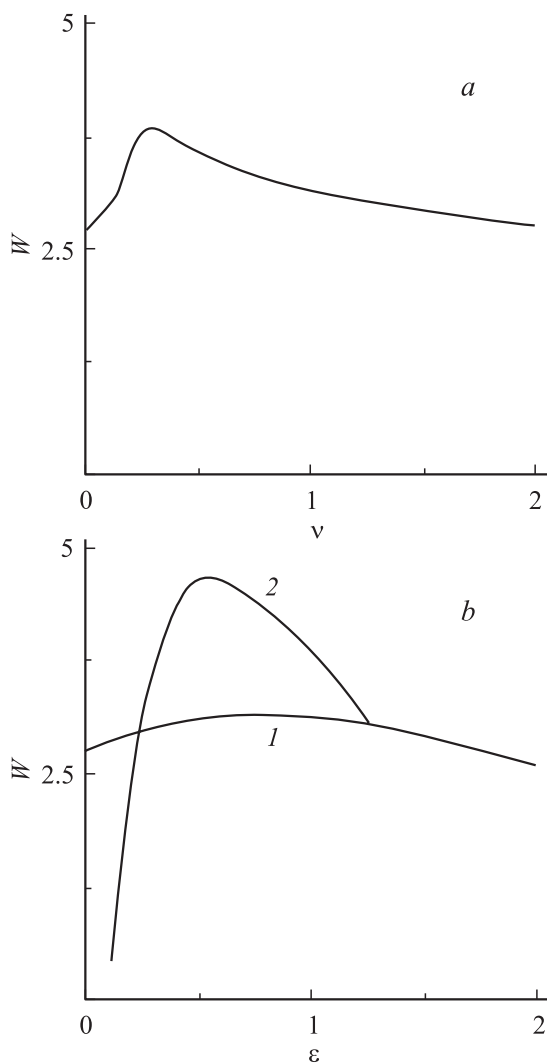


Рис. 7. Зависимость энергии W электромагнитного импульса от: *a* — параметра дисперсии ν , и *b* — расстройки тактового синхронизма ε (кривая 1 — $\nu = 1$; 2 — оптимальное значение $\nu = 0.3$); $L = 4.4$, $T_c = 4$, $T = 25.6$.

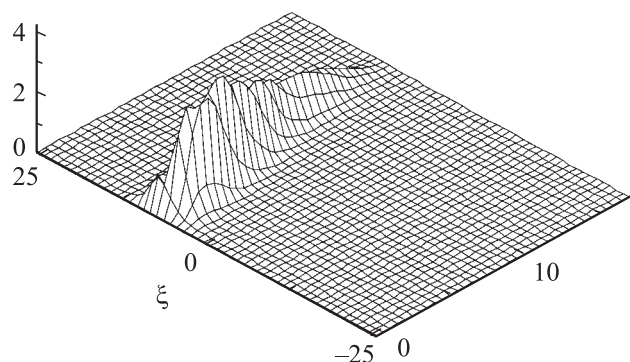


Рис. 8. Временная эволюция формы электромагнитного импульса в переходном (сверхизлучательном) режиме: $L = 4.4$, $T_c = 8$, $T = 51.2$, $\varepsilon = -0.5$, $\nu = 0.3$.

расстройки тактового синхронизма $\varepsilon > 2$ реализуется режим хаотической автомодуляции формы импульса (рис. 4, b). В этом режиме характерная ширина спектра импульса в несколько раз превышает ширину спектра супермоды на линейной стадии генерации.

Заключение

С помощью линейной аналитической теории и численного моделирования нелинейных уравнений были изучены возможные режимы генерации волноводного ЛСЭ с конечными расстройками группового ε и тактового χ синхронизма. Небольшие изменения в размерах поперечного сечения волновода, не оказывая принципиального влияния на среднюю плотность пучка, через изменение дисперсионных характеристик поля в рабочей области частот могут оказать сильное влияние на пиковую мощность излучения и длительность микроимпульсов, а также позволяют осуществить процесс генерации в режиме нулевых и отрицательных расстройок тактового синхронизма.

На основе проведенного анализа оценим параметры генерируемого излучения для терагерцового ЛСЭ ($\lambda = 100 \mu\text{m}$), реализованного в KAERI [6,7]. Эксперименты были проведены для следующих значений параметров: длительность электронного сгустка $\tau_c = 30 \text{ ps}$, ток $\sim 0.5 \text{ A}$, энергия частиц — 6.5 MeV , период ондулятора — 2.5 cm , длина ондулятора — 2 m , амплитуда ондуляторного поля $\sim 6 \text{ kG}$, поперечные размеры планарного волновода: $d = 3$, $b = 0.2 \text{ cm}$, потери в открытом резонаторе около 10% . Указанные физические параметры соответствуют безразмерным значениям длины области взаимодействия $L = 7$, длительности электронного микроимпульса $T_c = 4$ и параметру $P = 5.5 \cdot 10^{-5}$. Моделирование дает длительность микроимпульса порядка $\sim 20 \text{ ps}$ (относительная ширина спектра $\sim 1.5\%$) и пиковую мощность 30 kW . Следует отметить хорошее совпадение с экспериментальными данными ширины спектра, в то же время полученное в эксперименте значение пиковой мощности ($\sim 100 \text{ W}$)

значительно меньше теоретического предела, что может быть объяснено неблагоприятным влиянием разброса параметров электронного пучка.

Работа поддержана грантом РФФИ-05-02-17553.

Список литературы

- [1] Deacom D.A.G., Elias L.P., Madey J.M.J. et al. // Phys.Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 892.
- [2] Oepts D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 3543.
- [3] Nguen D.C. et al. // Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A. 1995. Vol. 358. P. 27.
- [4] Ciocci F., Bartolini R., Doria A. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 928.
- [5] Doria A., Bartolini R., Feinstein J. // IEEE J. Quant. Electron. 1993. Vol. 29. P. 1428.
- [6] Jeong Y.U. et al. // Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A.2002. Vol. 483. P. 195.
- [7] Jeong Y.U. et al. // Proc. of the 2004 FEL Conference. Trieste, Italy, 2004. P. 667.
- [8] Bolotin V.P., Kayran D.A., Knyazev B.A. et al. // Proc. of 2004 Joint 29th Int. Conf. of Infrared and Millimeter Waves and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics. 2004. P. 55–56.
- [9] Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. // Opt. Comm. 1981. Vol. 36. P. 209.
- [10] Ginzburg N.S., Petelin M.I. // Int. J. Electronics. 1985. Vol. 59. P. 291.
- [11] Гинзбург Г.С., Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 2. С. 78.
- [12] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. // Релятивистская высоко-частотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. Вып. 2. С. 101.
- [13] Piovella N. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 5147.