



ДИНАМИКА ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С ДВУМЕРНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Н.С. Гинзбург, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев

На основе нестационарного анализа изучен процесс установления колебаний и пространственной синхронизации излучения в ЛСЭ с двумерной распределенной обратной связью, запитываемых релятивистскими пучками ленточной и трубчатой геометрии. Показано, что при умеренных превышениях тока пучка над порогом генерации, предложенный механизм обратной связи позволяет получить мощное пространственно-когерентное излучение при поперечных размерах пучков, превосходящих длину волны в $10^2 - 10^3$ раз. При большой надкритичности стационарный режим генерации сменяется режимами периодической и стохастической пространственно-временной автомодуляции.

Введение

Для генерации сверхмощного когерентного миллиметрового излучения перспективно использовать релятивистские электронные пучки с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны. Примерами таких пучков могут служить описанные в работах [1-3] сильнооточные электронные пучки ленточной и трубчатой конфигурации, ширина которых достигает 10^2 см, мощность 10^2 ГВт, а полный энергозапас составляет сотни килоджоулей. При создании лазеров на свободных электронах, запитываемых подобными «сверхразмерными» пучками, важной проблемой становится обеспечение пространственной когерентности излучения, то есть синхронизации излучения электронов-осцилляторов, находящихся друг от друга на расстояниях больших, чем естественная дифракционная расходимость волны.

Для решения этой проблемы в [4,5] было предложено использовать двумерную распределенную обратную связь, которая может быть реализована в открытых плоских и коаксиальных двумерных брегговских резонаторах. Возникающие в этих резонаторах дополнительные поперечные (по отношению к поступательной скорости частиц) потоки электромагнитной энергии синхронизируют излучение отдельных частей широких электронных потоков.

В настоящей работе на основе нестационарного анализа проведено моделирование процессов пространственной синхронизации и установления колебаний в ЛСЭ с двумерной распределенной обратной связью, запитываемых сверхразмерными релятивистскими пучками и доказана высокая эффективность нового механизма обратной связи как для систем планарной (раздел 1), так и цилиндрической геометрии (раздел 2).

1. ЛСЭ с планарным двумерным брэгговским резонатором и ленточным электронным пучком

Предположим, что электродинамическая система ЛСЭ представляет собой двумерный брэгговский резонатор, образованный двумя металлическими пластинами ширины l_x , длины l_z и расстоянием между ними a_0 (рис.1, а), на которые нанесена гофрировка по закону

$$a = a_0 + a_1(\cos(\bar{h}x - \bar{h}z) + \cos(\bar{h}x + \bar{h}z)), \quad (1)$$

где $\bar{h} = \sqrt{2\pi/d}$, d - период гофра, a_1 - глубина гофра. Считая $\bar{h}a_1 \ll 1$, поле в резонаторе будем искать в виде четырех связанных волн: A_{\pm} , распространяющихся в $\pm z$, и B_{\pm} , распространяющихся в $\pm x$ направлениях

$$E = \exp(i\omega_0 t) E^0(y) (A_+ \exp(-ihz) + A_- \exp(ihz) + B_+ \exp(-ihx) + B_- \exp(ihx)), \quad (2)$$

где $A_{\pm}(x, z, t)$, $B_{\pm}(x, z, t)$ - медленные функции, $h = (\omega^2/c^2 - g_{\perp}^2)^{1/2}$, $g_{\perp} = p\pi/a_0$ - поперечное волновое число, $p = 0, 1, 2, 3$, $E^0(y)$ - поперечные (по оси y) структуры соответствующих волн невозмущенного планарного волновода, $\omega_0 = \bar{h}c$ - несущая частота, в качестве которой удобно выбрать брэгговскую частоту.

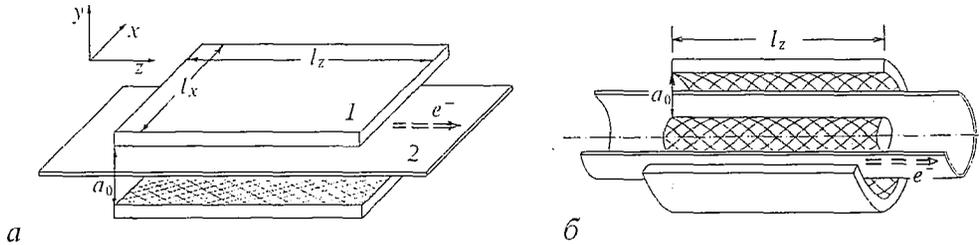


Рис. 1. Схемы ЛСЭ-генераторов с двумерными брэгговскими резонаторами, запитываемых: а - ленточными; б - трубчатыми электронными пучками

Рассмотрим процесс возбуждения двумерного брэгговского резонатора релятивистским ленточным электронным пучком. Будем полагать, что электроны осциллируют или в поле ондулятора (убитрон), или в однородном магнитном поле (мазер на циклотронном авторезонансе - МЦАР). Будем также считать, что только парциальная волна A_+ синхронна с электронным пучком, движущимся в $+z$ направлении и соответствующее условие синхронизма имеет вид

$$\omega - \bar{h}v_{\parallel} \cong \Omega, \quad (3)$$

где $v_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ - поступательная скорость электронов, Ω - частота их колебаний (для убитронов $\Omega = 2\pi\nu/d_0$ - баунс-частота, d_0 - период ондулятора; для МЦАР $\Omega = eH_0/(\gamma m_e c)$ - гирочастота, γ - релятивистский масс-фактор). Эта волна может усиливаться электронным потоком. На периодической решетке указанная волна рассеивается в волны B_{\pm} , распространяющиеся в поперечном направлении и синхронизирующие (после обратной трансформации в волну A_+) излучение различных частей электронного потока. Одновременно волны B_{\pm} рассеиваются в волну A_- , распространяющуюся навстречу поступательному движению частиц и замыкающую кольцо обратной связи.

В нестационарном приближении взаимодействие ленточного РЭП с парциальными волнами двумерного брэгговского резонатора может быть описано с помощью следующей системы уравнений [6]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_+ + \sigma_{\parallel} A_+ + i\alpha(B_+ + B_-) = \frac{1}{\pi_0} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0, \quad (4a)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_- - \sigma_{\parallel} A_- + i\alpha(B_+ + B_-) = 0, \quad (4б)$$

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial X} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) B_{\pm} \pm \sigma_{\perp} B_{\pm} + i\alpha(A_+ + A_-) = 0, \quad (4в)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) 2\theta = \text{Re}(A_+ \exp(i\theta)). \quad (4г)$$

Граничные условия к уравнениям (4)

$$A_+(X, -L_x/2, \tau) = 0, \quad B_+(-L_x/2, Z, \tau) = 0,$$

$$A_-(X, +L_x/2, \tau) = 0, \quad B_- (+L_x/2, Z, \tau) = 0, \quad (5)$$

$$\theta|_{Z=-L_z/2} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \theta|_{Z=-L_z/2} = -\Delta$$

соответствуют предположению об отсутствии потоков электромагнитной энергии извне и идеальному согласованию для парциальных волн при излучении из резонатора. Электронный поток при влете в резонатор считается стационарным.

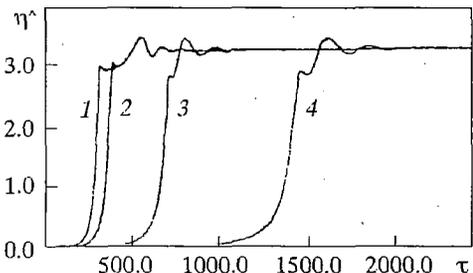
В(4), (5) использованы следующие обозначения: $Z = \hbar z C$, $X = \hbar x C$, $\tau = \omega_0 t C$, $\alpha = a_1 / (4a_0 C)$ - коэффициент связи волн на гофрированной поверхности, $v_{gr} = \beta_{gr} c$ - групповая скорость волн, $A_{\pm}, B_{\pm} = (e\alpha\mu) / (m_e c \omega_0 \gamma_0 C^2) A_{\pm}, \beta_{\pm}$, $\theta = \omega_0 \tau - \hbar z C - \int \Omega dt$ - фаза электрона относительно синхронной волны, $\Delta = (\hbar v_{\parallel} + \Omega - \omega_0) / (C \omega_0)$ - начальная расстройка синхронизма на несущей частоте, $C = (e I_0 \lambda^2 \alpha^2 \mu / (8\pi \gamma_0 m_e c^3 a_0))^{1/3}$ - параметр усиления, α - коэффициент связи электронов с волной, пропорциональный осцилляторной скорости частиц, μ - параметр инерционной группировки [7], I_0 - погонный ток пучка, γ_0 - начальный масс-фактор электронов, $L_{x,z} = \hbar l_{x,z} C$, $\sigma_{\parallel, \perp}$ - нормированные омические потери. (Эти потери важны при рассмотрении коаксальной схемы ЛСЭ с двумерной распределенной обратной связью; в данном разделе полагаем $\sigma_{\parallel, \perp} = 0$).

Интегральный электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \eta^{\wedge}, \quad \eta^{\wedge} = \frac{1}{2\pi L_x} \int_{-L_x/2}^{+L_x/2} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} + \Delta\right) |_{Z=+L_z/2} d\theta_0 dX.$$

На рис. 2 показана зависимость КПД от времени в области параметров, соответствующих установлению режима стационарной одномодовой генерации (в численном эксперименте полагалось

Рис. 2. Зависимость приведенного КПД от времени при установлении стационарного режима генерации $L_z = 4.0$, $\Delta = 1.82$, $\alpha^2 L_x = 1.25$:
1 - $L_x = 0.8$, $\alpha = 1.25$; 2 - $L_x = 3.2$, $\alpha = 0.625$;
3 - $L_x = 12.8$, $\alpha = 0.315$; 4 - $L_x = 28.8$, $\alpha = 0.208$



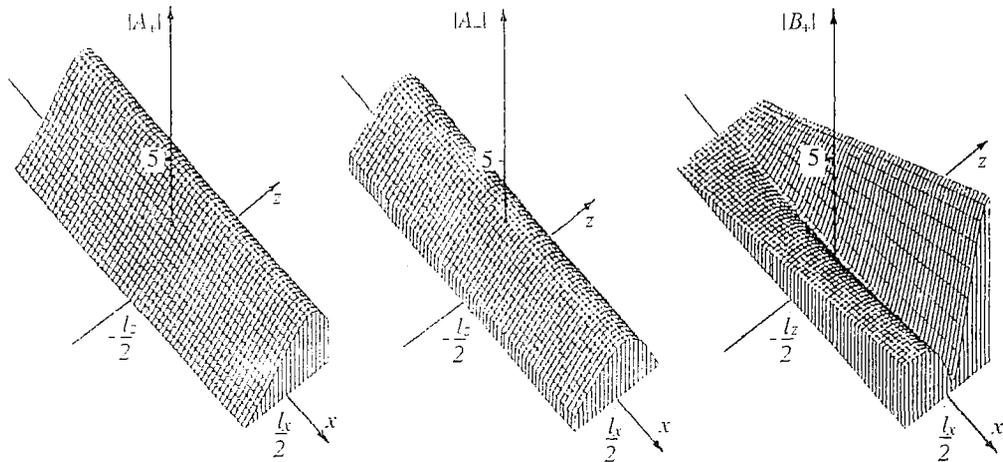


Рис. 3. Пространственное распределение амплитуд парциальных волн $|A_{\pm}(Z, X)|$, $|B_{+}(Z, X)|$ в стационарном режиме генерации: $L_z = 4.0$, $\Delta = 1.82$, $L_x = 12.8$, $\alpha = 0.315$

$v_{\parallel} = v_{gr}$). Структуры полей парциальных волн A_{\pm} и B_{\pm} в стационарном режиме (рис. 3) близки к структурам соответствующих парциальных волн наиболее высокодобротной моды холодного двумерного брэгговского резонатора (ср. рис. 3 с рис. 3 в [5]). Частота этой моды и частота генерации совпадают с брэгговской частотой. Условие самовозбуждения для указанной моды при $\Delta L_z \cong \pi$ может быть записано в виде $\alpha^2 L_x L_z^4 \geq 250$. Подчеркнем, что поперечное распределение амплитуды поля синхронной волны A_{+} не зависит от поперечной координаты и, следовательно, эффективность энергообмена с ВЧ полем у всех частей электронного потока одинакова.

Принципиальным вопросом для рассматриваемой схемы ЛСЭ является вопрос о предельно допустимых поперечных размерах генератора, при которых может осуществляться режим синхронизации излучения ленточного РЭП. Согласно уравнениям (4), в стационарных условиях ($\partial/\partial\tau=0$) при возбуждении основной моды зависимость структур волн от поперечной координаты может быть представлена в форме

$$B_{+} = \alpha X(A_{+} + A_{-}), \quad B_{-} = \alpha(L_x - X)(A_{+} + A_{-}). \quad (6)$$

Это позволяет привести систему уравнений (4) к виду

$$\begin{aligned} \frac{d}{dZ} A_{+} + i\alpha^2 L_x (A_{+} + A_{-}) &= \frac{1}{\pi_0} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0, \\ \frac{d}{dZ} A_{-} - i\alpha^2 L_x (A_{+} + A_{-}) &= 0, \\ \frac{d^2}{dZ^2} \theta &= \text{Re}(A_{+} \exp(i\theta)). \end{aligned} \quad (7)$$

Следовательно, при фиксированном продольном размере системы L_z распределение полей вдоль координаты z , а также электронный КПД остаются неизменными при выполнении условия $\alpha^2 L_x = \text{const}$. Подобная автомодельность позволяет увеличивать ширину пространства взаимодействия L_x за счет снижения величины коэффициента связи волн α (например, уменьшая глубину гофра a_1). Численное моделирование нестационарных уравнений (4) показывает, что при

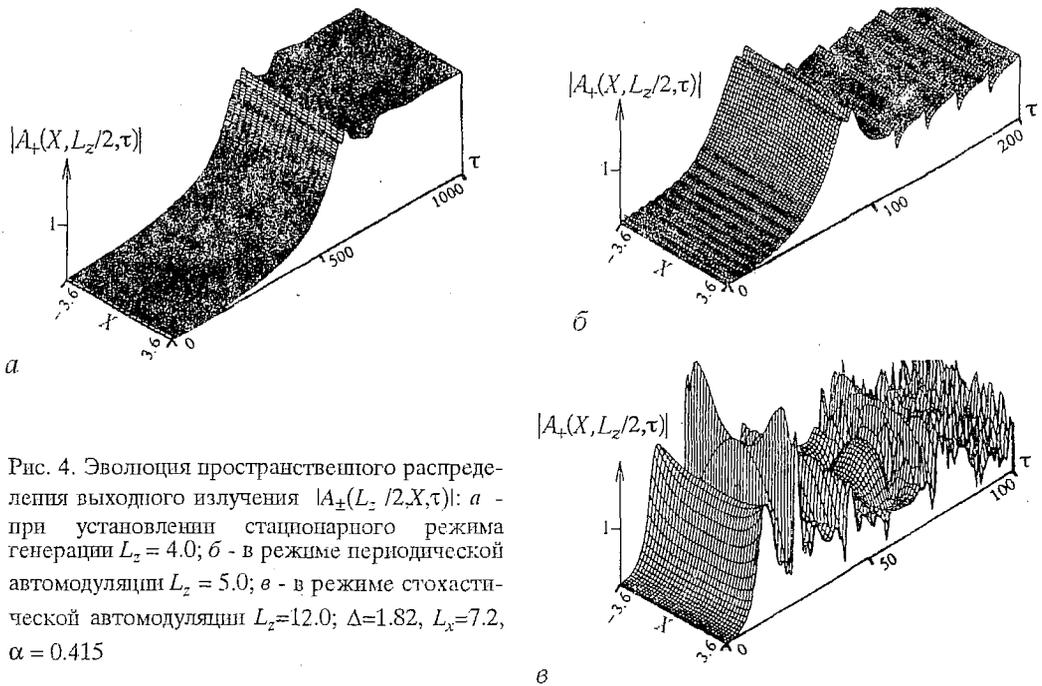


Рис. 4. Эволюция пространственного распределения выходного излучения $|A_{\pm}(L_z/2, X, \tau)|$: а - при установлении стационарного режима генерации $L_z = 4.0$; б - в режиме периодической автомодуляции $L_z = 5.0$; в - в режиме стохастической автомодуляции $L_z = 12.0$; $\Delta = 1.82$, $L_x = 7.2$, $\alpha = 0.415$

$L_z \leq 5$ найденный режим синхронизации оказывается устойчивым по крайней мере до значений $L_x \leq 30$. Однако время установления увеличивается с ростом ширины системы (см. рис. 2).

Отметим, что при увеличении тока пучка над порогом генерации, когда выполнено условие $\alpha^2 L_x^2 L_z^4 / (L_x + L_z) \geq 500$, в полосе расстройек $(\Delta \pm 2\alpha)L_z \approx \pi$ нами наблюдалось возбуждение высших мод двумерного брэгговского резонатора (например, с одной вариацией поля по обеим координатам). При большем превышении над порогом возникают автомодуляционные и стохастические режимы генерации (рис. 4).

Основываясь на полученных результатах, оценим возможность создания ЛСЭ с длиной волны $\lambda = 4$ мм на базе ускорителя У-2 (ИЯФ СО РАН, Новосибирск [1,2]), формирующего ленточные РЭП с поперечными размерами, достигающими 140 см, погонным током 1кА/см, энергией частиц 1МэВ и длительностью импульса ~ 1мкс. Пусть период модулятора 4 см, осцилляторная скорость частиц $\beta = \alpha \approx 0.3$, параметр $\mu \approx \gamma_0^{-2} \approx 0.1$. Тогда при зазоре между пластинами $a_0 = 5$ см параметр усиления $C \approx 6.5 \times 10^{-3}$. При указанных значениях параметров кривой 3 на рис. 2 ($\alpha = 0.315$, $L_z = 4$, $L_x = 12.8$) при глубине гофра $a_1 = 0.4$ мм соответствует длина резонатора 36 см и ширина 140 см. Время установления колебаний составит 150 нс. При КПД 15% мощность излучения будет достигать 20 ГВт.

2. ЛСЭ с коаксиальным брэгговским резонатором и трубчатым электронным пучком

Электродинамическая система ЛСЭ с трубчатым РЭП (см. рис.1,б) представляет собой коаксиальный волновод со средним радиусом R , на боковые стенки которого на отрезке длины l нанесена двоякопериодическая гофрировка

$$a = a_1/2(\cos(\bar{h}x - \bar{h}z) + \cos(\bar{h}x + \bar{h}z)), \quad (8)$$

связывающая волны A_{\pm} , распространяющиеся в направлениях $\pm z$, и волны B_{\pm} ,

распространяющиеся в азимутальном направлении и синхронизирующие излучение различных частей электронного потока. В (8) предполагается, что $x = R\phi$ - координата, отсчитываемая по периметру системы, $\phi \in [0, 2\pi]$ - азимутальный угол, a_1 - глубина гофрировки. Предположим также, что кривизна волновода мала: $R \gg \lambda$, $R \gg a_0$ (λ - длина волны излучения, a_0 - расстояние между пластинами волновода) и по-прежнему считаем, что с электронным потоком резонансно взаимодействует только волна A_+ , распространяющаяся в попутном с частицами направлении. Тогда возбуждение рассматриваемой электродинамической системы трубчатым РЭП может быть описано с помощью уравнений (4). Граничные условия для парциальных волн в продольном направлении остаются прежними, а в поперечном направлении соответствуют условию цикличности решений и принимают вид

$$A_{\pm}(X+F, Z, \tau) = A_{\pm}(X, Z, \tau), \quad B_{\pm}(X+F, Z, \tau) = B_{\pm}(X, Z, \tau), \quad (9)$$

где $F = 2\pi hRC$ - нормированный периметр резонатора.

Условие цикличности (9) позволяет разложить поля в ряды Фурье

$$A_{\pm}(X, Z, \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{\pm}^m(Z, \tau) \exp(imsX), \quad B_{\pm}(X, Z, \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{\pm}^m(Z, \tau) \exp(imsX), \quad (10)$$

где $s = 2\pi/F$, и рассматривать каждую гармонику как моду, отличающуюся азимутальным индексом m .

Важной особенностью двумерного коаксиального брэгговского резонатора является то, что в его модели без учета омических или дифракционных¹ потерь энергии для циркулирующих по азимуту волн B_{\pm} существуют незатухающие азимутально-симметричные решения (моды, соответствующие $m=0$), в то время как моды с азимутальным индексом m , отличным от нуля, имеют конечные потери (добротности). В результате при возбуждении такого резонатора электронным потоком происходит селективная дискриминация азимутально-несимметричных мод. Вместе с тем для установления стационарного режима генерации принципиальное значение имеет наличие потерь для волн B_{\pm} . Как видно из рис. 5, на котором представлены зависимости интегрального КПД от времени при различных значениях параметра σ , стационарный режим генерации устанавливается, если только параметр потерь достаточно велик. Если же этот параметр меньше, чем некоторое критическое значение (определяющееся, в частности, длиной системы), возникает незатухающая периодическая или хаотическая автомодуляция. Заметим, что в данной серии вычислительных экспериментов мы полагали $\sigma_{\parallel} = \sigma_{\perp}$. Однако, в действительности характер режима генерации определяется только потерями для циркулирующих вдоль азимутальной координаты (запертых) парциальных волн B_{\pm} . Поэтому, если положить $\sigma_{\parallel} = 0$, а $\sigma_{\perp} \neq 0$, результат будет практически таким же.

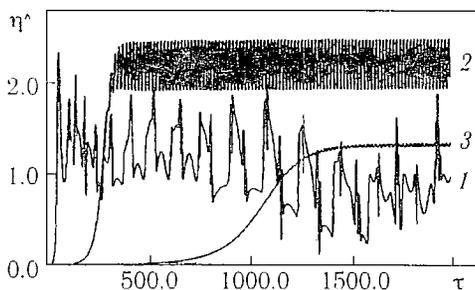


Рис. 5. Зависимость от времени интегрального электронного КПД в ЛЭС с коаксиальным резонатором: $F=12.8$, $\alpha=0.1$, $\Delta=0.65$: 1 - $\sigma=0$, 2 - $\sigma=0.08$, 3 - $\sigma=0.095$

¹ Дифракционные потери энергии, обусловленные постепенным дифракционным распылением волновых пучков B_{\pm} в $\pm z$ направлениях описываются дополнительными членами вида $i/2 \partial^2 B_{\pm} / \partial z^2$ в уравнении (4в). Феноменологически они могут быть учтены как отличие в коэффициентах затухания σ_{\parallel} и σ_{\perp} в уравнениях (4а), (4б) и (4в). При этом эффективные дифракционные потери $\sigma_{\perp} = C\pi^2 / (2\alpha L^3)$.

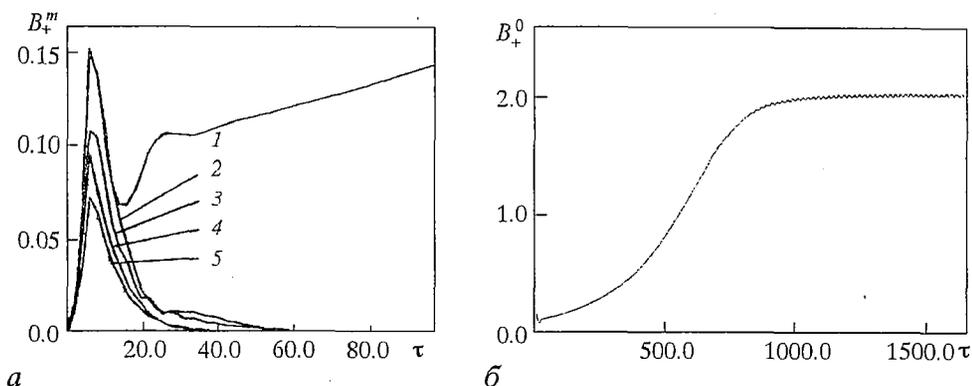


Рис. 6. Зависимость от времени амплитуд азимутальных гармоник в спектре парциальной волны B_+ , $L=6.8$, $F=12.8$, $\alpha=0.1$, $\sigma=0.095$, $\Delta=0.65$: а - начальная стадия установления азимутально-симметричной структуры: 1 - $m=0$; 2 - $m=1$; 3 - $m=-1$; 4 - $m=2$; 5 - $m=-2$, б - стадия накопления энергии в резонаторе

Переходный процесс при $\sigma \neq 0$ может быть разделен на две стадии. На первой относительно короткой линейной стадии в течении нескольких проходов парциальных волн по резонатору формируется азимутально-симметричная мода с частотой близкой к брэгговской частоте. На последующей нелинейной стадии, занимающей на несколько порядков больше времени, имеет место накопление энергии в резонаторе, завершающееся установлением либо стационарного (умеренные превышения над порогом), либо автомодуляционного (большие превышения) режимов генерации. В обоих случаях в установившемся режиме выходное излучение является азимутально-симметричным.

Эволюция азимутального состава электромагнитного поля при установлении стационарного режима генерации иллюстрируется рис. 6, на котором показана зависимость от времени различных азимутальных гармоник в спектре амплитуды волны B_+ в сечении $Z=L$. В начальный момент времени $\tau=0$ в качестве «затравки» было взято начальное возмущение, в спектре которого были в одинаковой степени представлены гармоники с номерами $m \in [-2, 2]$. При этом возмущения были заданы для волны A_+ . На начальном этапе происходит трансформация этой волны в волны B_+ , чем объясняется рост всех гармоник в спектре B_+ на рис. 6, а. Однако затем амплитуды всех гармоник за исключением основной $m=0$ падают практически до нуля. Основную часть переходного процесса занимает вторая стадия (стадия накопления энергии), в которой распределение амплитуд волн азимутально-симметрично (ср. рис. 6, а и б). По этой причине общее время установления в малой степени зависит от периметра системы F . При постоянном погонном токе пучка не зависят от поперечных размеров системы и характеристики стационарного режима генерации. Продольное распределение амплитуд парциальных волн в этом режиме показано на рис. 7.

Важно подчеркнуть, что установление стационарного режима генерации наблюдалось по крайней мере до значений нормализованного периметра

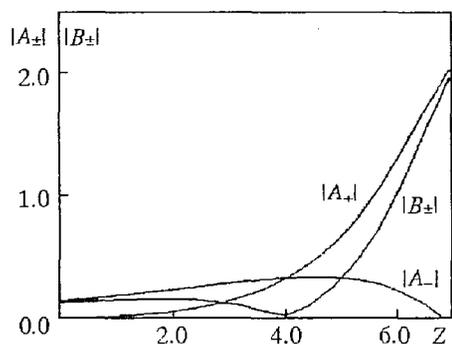


Рис. 7. Продольное распределение амплитуд парциальных волн в стационарном режиме; $F=12.8$, $\alpha=0.1$, $\sigma=0.095$, $\Delta=0.65$

$F_{\max} \approx 30$,² что при параметре усиления $C \approx 10^{-2}$ соответствует $R/\lambda \approx 10^2$. Это позволяет сделать вывод об эффективности использования двумерной распределенной обратной связи для получения пространственно-когерентного излучения трубчатых РЭП большого диаметра.

Заключение

Проведенный анализ показывает возможность использования двумерной распределенной обратной связи для получения пространственно когерентного излучения миллиметрового диапазона от ленточных и трубчатых РЭП практически неограниченной ширины, если длительность импульсов тока достаточно велика. Подобную концепцию генерации сверхмощного направленного излучения можно рассматривать как альтернативу известному методу фазированных антенных решеток, запитываемых большим числом источников средней мощности, синхронизируемых задающим генератором.

Важно отметить, что предложенная схема допускает дальнейшее развитие. Например, вектора брэгговских решеток могут быть не взаимно перпендикулярны. При этом волны A_{\pm} и B_{\pm} имеют, очевидно, различные продольные и соответственно поперечные (по оси y) волновые числа, то есть имеют различный поперечный индекс n , вообще говоря, различные поляризации. В частности, для рабочей моды m парциальные волны B_{\pm} могут иметь малое волновое число n , следовательно, малую групповую скорость, что как и в одномерных брэгговских резонаторах [8] открывает возможности дополнительной селекции мод по направлению y и, следовательно, развитию размеров генераторов в указанном направлении. И, наконец, двумерные (или даже трехмерные) брэгговские резонаторы могут легко быть реализованы в диэлектрических структурах и использованы в оптических, в частности, полупроводниковых лазерах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант № R8B000) и Российского Фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-04481a).

Библиографический список

1. FEL driven by high current ribbon REB and operated with two-dimensional feedback (conception and interim results)/A.V. Arzhannikov, N.S. Ginzburg et al. // 14-th Int. FEL Conference, Kobe, Japan, 1992. P. 214.
2. Генерация ленточных РЭП в магнито-изолированном диоде и транспортировка их при токе инжекции меньше вакуумного предела / А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин и др. // Препринт 89-81. Институт ядерной физики РАН. Новосибирск, 1989.
3. Формирование трубчатых микросекундных электронных пучков при мегавольтных напряжениях на диоде/А.Н. Вастриков, С.П. Бугаев и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 3. С. 483.
4. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. Использование двумерной распределенной обратной связи в лазерах на свободных электронах // Письма в ЖТФ. 1992. Т.18, № 9. С.23.
5. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. Two-dimension double-periodic Bragg resonators for free-electron lasers // Optics Commun. 1993. Vol. 96, № 1-2. P. 254.

² Как и в случае планарной геометрии, ограничение поперечных размеров системы вызвано не физическими факторами, а ограниченностью оперативной памяти компьютера РС-486, использовавшегося для численного моделирования.

6. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. Пространственная синхронизация и излучения широких ленточных электронных потоков в ЛСЭ с двумерной распределенной обратной связью // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19, № 18. С.51.

7. FELs with Bragg reflection resonators. Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons / V.L. Bratman, N.S. Ginzburg et al. // IEEE J. of Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19, № 3. P. 282.

8. Stimulated scattering of waves in microwave generators with high-current relativistic electron beams / V.L. Bratman, G.G. Denisov et al. // Int. J. Electronics. 1985. Vol.59. P. 247.

*Институт прикладной физики РАН
Нижний Новгород*

*Поступила в редакцию 7.10.94
после переработки 27.12.94*

DYNAMICS OF FREE-ELECTRON LASERS WITH TWO-DIMENSIONAL DISTRIBUTED FEEDBACK

N.S. Ginzburg, N.Yu. Peskov, A.S. Sergeev

Using the time domain analysis we studied the processes of oscillations build-up and spatial synchronization in FEL's with two-dimensional distributed feedback driven by a large size sheet and tubular relativistic electron beams. It is proved that proposed feedback mechanism allows to ensure powerful spatial-coherent radiation when the ratio between transverse size of the electron beam and wavelength runs up $10^2 - 10^3$.



Песков Николай Юрьевич - родился в 1966 году. Окончил физико-технический факультет Горьковского политехнического института в 1989 году. После окончания работает в Институте прикладной физики РАН. Область научных интересов - теоретическое и экспериментальное исследование процессов генерации СВЧ-излучения в лазерах и мазерах на свободных электронах, их нелинейная динамика. Опубликовано более 20 статей в отечественных и зарубежных журналах.



Сергеев Александр Сергеевич - родился в 1957 году. Окончил механико-математический факультет Горьковского государственного университета в 1980 году, работает в Институте прикладной физики РАН. Область научных интересов - математическое моделирование сложной динамики в приборах электроники больших мощностей. Автор около 50 статей в отечественных и зарубежных журналах.