

01;09;10

О возможности генерации на супермодах в лазере на свободных электронах с поперечно развитым пространством взаимодействия

© Н.С. Гинзбург, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев,
А.В. Аржанников, С.Л. Синицкий

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 26 октября 1998 г.

Теоретически исследовано формирование поперечного профиля поля в ЛСЭ со сверхразмерным брэгговским резонатором планарной геометрии, запитываемым ленточным электронным пучком. Показана возможность получения стационарной пространственно-когерентной генерации при параметре сверхразмерности порядка 50 при возбуждении супермод, представляющих собой набор мод "холодного" волновода.

В процессе экспериментальных исследований на базе ускорителя У-2 (ИЯФ СО РАН) был реализован ЛСЭ с планарным одномерным брэгговским резонатором и ленточным релятивистским электронным пучком [1,2]. В этом генераторе был достигнут рекордный для 4-миллиметрового диапазона уровень выходной мощности 200 MW и энергозапаса в СВЧ-импульсе до 200 J. Ширина ленточного релятивистского электронного пучка с энергией частиц 1 MeV и полным током 4 kA составляла 8–12 см. При этом поперечный размер (ширина) резонатора l_x достигал 20 см, т. е. параметр сверхразмерности l_x/λ для реализованного генератора был порядка 50. В этой связи весьма принципиальным вопросом, который требует дальнейшего теоретического и экспериментального исследования, является вопрос о поперечном модовом составе излучения и соответственно о его пространственной когерентности.

В данной работе проведен теоретический анализ и численное моделирование формирования поперечной структуры генерируемого излучения. Предполагается, что резонатор состоит из двух параллельных

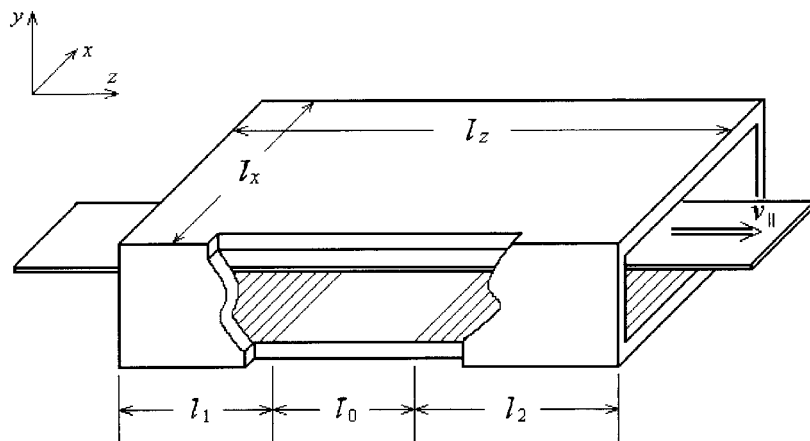


Рис. 1. Схема ЛСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором (1) и ленточным электронным пучком (2).

пластин (рис. 1). На концевые отрезки пластин нанесена гофрировка, в результате чего эти отрезки образуют брэгговские зеркала длины $l_{1,2}$. Между зеркалами расположена регулярная часть резонатора длины l_0 . Предполагается, что резонатор закрыт по торцам металлическими пластинами.

Для исследования пространственно-временной динамики ЛСЭ-генератора с описанным выше резонатором поле внутри него может быть представлено как набор двух распространяющихся навстречу квазиоптических волновых пучков:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(y) [\mathcal{A}_+ e^{j\omega t - ihz} + \mathcal{A}_- e^{j\omega t + ihz}]. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_0(y)$ — функция, задающая распределение поля между пластинами (по оси y), которая совпадает с одной из собственных мод планарного волновода, $\mathcal{A}_\pm(x, z, t)$ — функции, определяющие эволюцию профиля поля в плоскости (x, z) . Предположим, что распространяющийся в попутном с частицами направлении волновой пучок \mathcal{A}_+ усиливается электронным потоком. С учетом дифракции полей эволюция волновых пучков в поперечном направлении (вдоль оси x) описывается уравнениями параболического типа [3]. Учет дифракционного расплывания принципиально важен для рассматриваемой схемы ЛСЭ, поскольку

только через этот эффект осуществляется взаимное влияние различных частей электронного потока. Волновые пучки испытывают взаимную трансформацию внутри брэгговских зеркал, которая при слабой гофрировке описывается приближением связанных волн. В результате, выбрав в качестве несущей частоты брэгговскую частоту $\omega = \bar{\omega} = \pi c/d$ (d — период гофрировки), для амплитуд волновых пучков имеем:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2}{\partial X^2} A_+ + \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_+ + i\alpha(Z) A_- &= J, \\ i \frac{\partial^2}{\partial X^2} A_- - \left(\frac{\partial}{\partial Z} - \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_- + i\alpha(Z) A_+ &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Входящий в правую часть уравнения (2) фактор возбуждения $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ может быть найден из решения усредненных уравнений движения электронов

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re}(A_+ e^{i\theta}). \quad (3)$$

При записи уравнений (2), (3) использованы следующие безразмерные обозначения: $Z = z\bar{\omega}C/c$, $X = x\bar{\omega}\sqrt{2C}/c$, $\tau = tC\bar{\omega}$, $A_{\pm} = \mathcal{A}_{\pm} \kappa \mu / \gamma m c \bar{\omega} C^2$, $\kappa \approx \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$ — параметр связи электронов с волной, $\mu \approx \gamma^{-2}$ — параметр инерционной группировки [4], γ — релятивистский масс-фактор электронов, β_{\parallel} — поступательная скорость частиц, β_{gr} — групповая скорость синхронной волны,

$$C = \left(\frac{eI_0 \lambda^2 \mu \kappa^2}{mc^3 8\pi\gamma S} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления (параметр Пирса), I_0 — ток пучка, S — норма волны, $\alpha(z)$ — коэффициент связи волн на брэгговских структурах [4,5] ($\alpha = \alpha_0$ внутри зеркал, $\alpha = 0$ в регулярной части резонатора).

Для первоначально немодулированного электронного потока в качестве граничных условий при влете в пространство взаимодействия $Z = 0$ имеем

$$\theta(Z = 0) = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta(Z = 0) = -\Delta, \quad (4)$$

где $\Delta = (\bar{\omega} - h(\bar{\omega}))v_{\parallel} - \Omega_b) / \bar{\omega}C$ — начальная расстройка синхронизма электронов с волной, Ω_b — баунс-частота колебаний электронов.

В качестве граничных условий для полей парциальных волн имеем условия отсутствия потоков электромагнитной энергии, падающих на систему извне:

$$A_+(Z = 0) = 0, \quad A_-(Z = L_z) = 0, \quad (5)$$

$L_z = (l_1 + l_0 + l_2)\bar{\omega}C/c$, а также требование обращения в ноль электрического поля на боковых металлических стенках резонатора

$$A_{\pm}(X = 0) = 0, \quad A_{\pm}(X = L_x) = 0. \quad (6)$$

Последнее условие позволяет разложить поля в ряды Фурье

$$A_{\pm}(X, Z, \tau) = \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{\pm}(Z, \tau) \sin(2\pi mX/L_x)$$

и рассматривать каждый член ряда как моду прямоугольного волновода с соответствующим числом вариаций поля по поперечному индексу.

Результаты моделирования эволюции поперечного профиля поля излучения при изменении нормированной ширины резонатора и электронного потока представлены на рис. 2, 3. В данных расчетах предполагалось, что электронный поток занимает половину ширины резонатора. Ширина резонатора варьировалась при постоянной погонной плотности тока и задавалась безразмерным параметром L_x . Для экспериментально исследованной схемы генератора параметр усиления равен $G \approx 0.003$. Все прочие геометрические размеры системы близки к условиям эксперимента [1,2]. Как показывает моделирование, при достаточно малой ширине системы $L_x \leq 5$ (рис. 2, *a*) выходной профиль излучения и его спектр соответствуют возбуждению основной моды с одной поперечной вариацией поля. По мере увеличения поперечных размеров резонатора при фиксированных продольных размерах и параметре связи волн спектр излучения усложняется. Наряду с основной модой в спектре излучения присутствует достаточно заметная составляющая, обусловленная возбуждением других мод с большим числом вариаций вдоль поперечной координаты. Тем не менее в определенной области параметров спектр и выходной профиль излучения носят стационарный характер (рис. 2, 3 *a, b*). В этой области параметров можно говорить о возбуждении супермоды, т.е. моды, составленной из нескольких мод холодного волновода. При этом, поскольку фазы мод взаимно

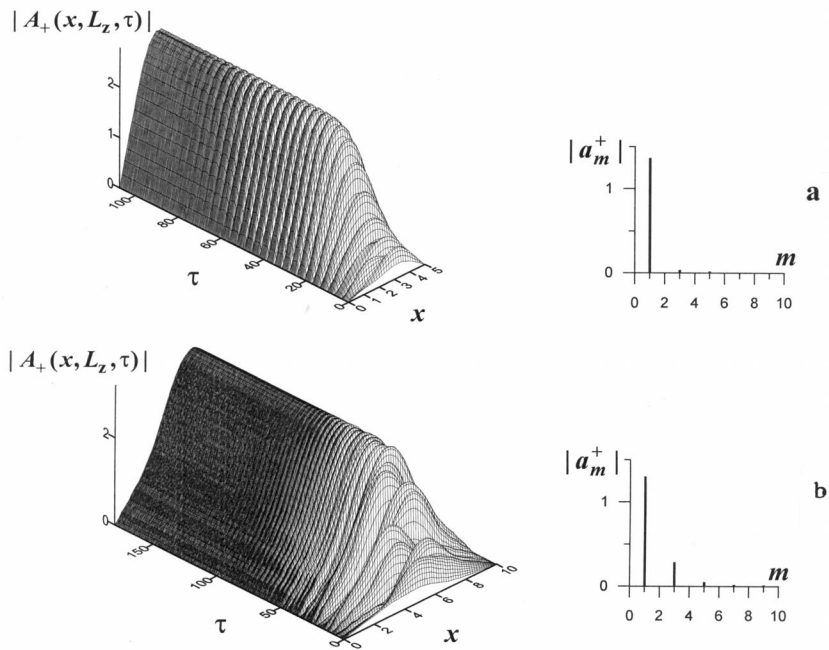


Рис. 2. Эволюция пространственного распределения амплитуды выходного сигнала $|A_+(x, L_z, \tau)|$ и модовый состав излучения a_m^+ в стационарном режиме генерации при $L_x = 5$ $\Delta = 1$ (a) и $L_x = 10$ $\Delta = 0.8$ (b) ($L_1 = 1.4$, $L_0 = 2.4$, $L_1 = 0.8$, $\alpha = 0.5$).

коррелированы, подобное излучение следует считать пространственно-когерентным. Заметим также, что при фиксированном параметре расстройки Δ устанавливается вполне фиксированное распределение фазы $\varphi = \arg(A_+)$ по выходной апертуре резонатора.

Поперечный профиль излучения варьировался при изменении параметра расстройки синхронизма, т.е. фактически при изменении средней энергии частиц в электронном потоке. Так, при $\Delta = 0.8$, как показано на рис. 3, a, основная доля энергии сосредоточена в моде с одной продольной вариацией поля и выходной профиль излучения является "одногорбым". Вместе с тем увеличение параметра Δ до 1.5 приводит к тому, что указанный профиль приобретает более сложную форму,

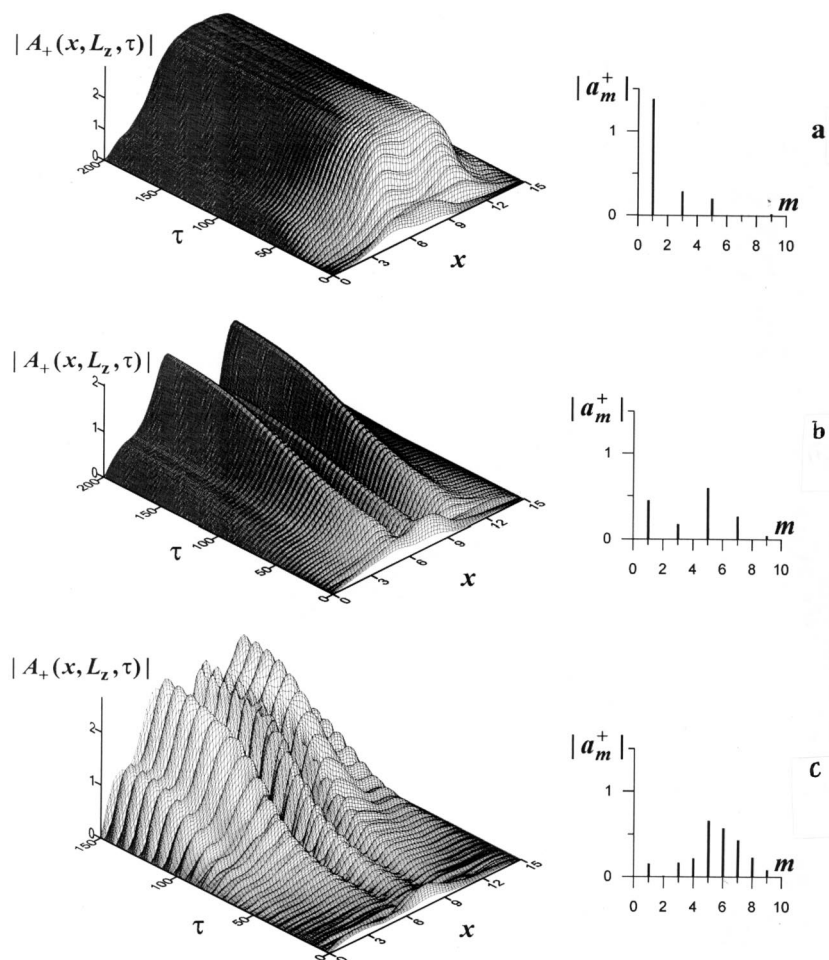


Рис. 3. То же, что на рис. 2 при $L_x = 15$ и различных значениях расстройки синхронизма: $a - \Delta = 0.8$, $b - \Delta = 1.5$, $c - \Delta = 2$.

например, "трехгорбый характер" (рис. 3, b). При этом в спектре излучения заметно представлена мода с $m = 5$, для которой при данном Δ оказывается более благоприятный угол пролета. Следует также отметить существование области расстроек, в которой при за-

данном токе инжекции и геометрии системы возникала периодическая автомодуляция профиля выходного излучения (рис. 3, *c*). К возникновению автомодуляции приводило также повышение коэффициента связи волн на брэгговских решетках. Так, при коэффициенте связи $\alpha = 1.3$ автомодуляция наблюдалась уже при безразмерной ширине системы $L_x = 10$.

Суммируя результаты проведенного анализа, можно сделать вывод о принципиальной возможности получения стационарной пространственно-когерентной генерации при реализованном в экспериментальных условиях параметре сверхразмерности $l_x/\lambda \approx 50$, что может быть достигнуто путем оптимизации коэффициента связи волн на брэгговской решетке и выбора расстройки синхронизма. Выходное излучение будет представлять собой супермоду, которая может быть представлена как набор мод "холодного" резонатора с фиксированными амплитудами и фазами. В этой связи представляется актуальным провести детальные экспериментальные исследования профиля излучения упомянутого во введении ЛСЭ-генератора. Это должно позволить провести сопоставление с результатами моделирования и дать заключение о степени пространственной когерентности излучения.

Список литературы

- [1] *Agafonov M.A., Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sinitisky S.L., Tarasov A.V.* // Proc. of 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams. Prague. Czech Rep. 1996. V. 1. P. 213.
- [2] *Agafonov M.A., Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Ivanenko V.G., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Sinitisky S.L.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V. 26. N 3. P. 531.
- [3] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Robb G.R.M., Sergeev A.S.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1996. V. 24. N 3. P. 770.
- [4] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. of Quant Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 282.
- [5] *Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 5. С. 783.