

09;10  
©1993

# ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ИЗУЧЕНИЯ ШИРОКИХ ЛЕНТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ЛСЭ С ДВУМЕРНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

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

1. В [1-3] для получения пространственно-когерентного излучения от ленточных электронных пучков, ширина которых существенно превосходит длину волны, было предложено использовать двумерные брэгговские резонаторы. Эти резонаторы представляют собой плоские пластины шириной  $l_x$ , длиной  $l_z$  и расстоянием между ними  $a_0$ , внутренние поверхности которых гофрированы по закону

$$a = \frac{a_1}{2} (\cos(\mathbf{h}x - \mathbf{h}z) + \cos(\mathbf{h}x + \mathbf{h}z)), \quad (1)$$

где ось  $z$  направлена вдоль поступательного движения электронного пучка, а ось  $x$  — в перпендикулярном направлении,  $\mathbf{h} = \sqrt{2\pi}/d$ ,  $d$  — период гофра,  $a_1$  — его глубина. Полагая  $\mathbf{h}a_1 \ll 1$ , поле в резонаторе можно искать в виде четырех связанных парциальных волн  $A_{\pm}$  и  $B_{\pm}$ , распространяющихся соответственно в  $\pm z$  и  $\pm x$  направлениях:

$$\mathbf{E} = y_0 \operatorname{Re} [(A_+ e^{-i\mathbf{h}z} + A_- e^{+i\mathbf{h}z} + B_+ e^{-i\mathbf{h}x} + B_- e^{+i\mathbf{h}x}) e^{i\omega_0 t}], \quad (2)$$

где  $A_{\pm}(x, z, t)$ ,  $B_{\pm}(x, z, t)$  — медленно меняющиеся амплитуды волн,  $\omega_0 = \mathbf{h}c$  — несущая частота, а качестве которой удобно выбрать брэгговскую частоту.

Допустим, что с электронным потоком резонансно взаимодействует волна  $A_+$ , распространяющаяся в попутном с частицами направлении (соответствующее условие синхронизма имеет вид  $\omega_0 - \mathbf{h}v_{\parallel} \simeq \Omega$ , где  $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$  — поступательная скорость электронов,  $\Omega$  — частота их колебаний). 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. Цель настоящей работы — моделирование процесса синхронизации и установления колебаний в рассматриваемой схеме лазера на свободных электронах.

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

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_+ + i\alpha(B_+ + B_-) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \left( -\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_- + i\alpha(B_+ + B_-) &= 0, \\ \left( \pm \frac{\partial}{\partial X} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) B_{\pm} + i\alpha(A_+ + A_-) &= 0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta &= \text{Re}(A_+ e^{-i\theta}). \end{aligned} \quad (3)$$

Граничные условия к уравнениям (3) имеют вид

$$A_{\pm}(X, \mp L_z/2) = 0, \quad B_{\pm}(\pm L_x/2, Z) = 0,$$

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

Здесь использованы следующие обозначения:  $Z = \mathbf{h}zC$ ,  $X = \mathbf{h}xC$ ,  $\tau = \omega_0 tC$ ,  $\alpha = a_1/4a_0C$  — коэффициент связи волн,<sup>1</sup>  $v_{gr} = \beta_{gr}c$  — групповая скорость волн,  $A_{\pm}B_{\pm} = \frac{e\kappa\mu}{mc\omega_0\gamma_0 C^2} A_{\pm}, B_{\pm}$ ,  $\theta = \omega_0 t - \mathbf{h}z = \int \Omega dt$  — фаза электрона относительно синхронной волны,  $\Delta = (\mathbf{h}v_{\parallel} + \Omega - \omega_0)/C\omega_0$  — начальная расстройка синхронизма на несущей частоте,  $C = (eI_0\lambda^2 x^2 \mu / 8\pi\gamma_0 mc^3 a_0)^{1/3}$  — параметр усиления,  $\kappa$  — коэффициент связи электронов с волной, пропорциональный осцилляторной скорости частиц,  $\mu$  — параметр группировки,  $I_0$  — погонный ток пучка,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор,  $L_{x,z} = \mathbf{h}l_{x,z}C$ .

<sup>1</sup> Указанный коэффициент связи записан для основной ТЕМ волны полоскового волновода. Волны ТЕМ и ТМ поляризации могут быть использованы в таких разновидностях ЛСЭ, как убитрон с ведущим магнитным полем и мазер на циклотронном авторезонансе. Для убитронов без ведущего поля двумерная обратная связь может быть обеспечена взаимным рассеянием на рассматриваемой структуре волн ТЕ ( $A_{\pm}$ ) и ТМ ( $B_{\pm}$ ) типа.

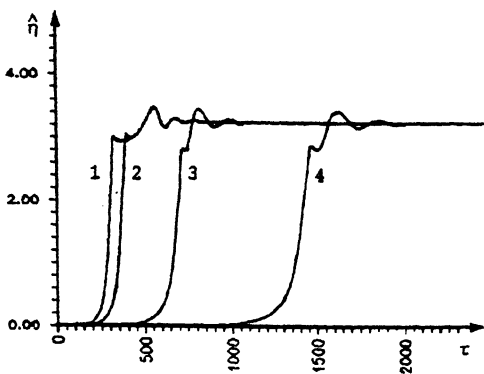


Рис. 1. Зависимость приведенного КПД от времени при установлении стационарного режима генерации:  $L_{zx} = 4$ ,  $\Delta = -1.82$ ,  $\alpha^2 L_x = 1.25$ ;  
 1 —  $L_x = 0.8$ ,  $\alpha = 1.25$ ; 2 —  $L_x = 3.2$ ,  $\alpha = 0.625$ ; 3 —  $L_x = 12.8$ ,  $\alpha = 0.315$ ;  
 4 —  $L_x = 28.8$ ,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

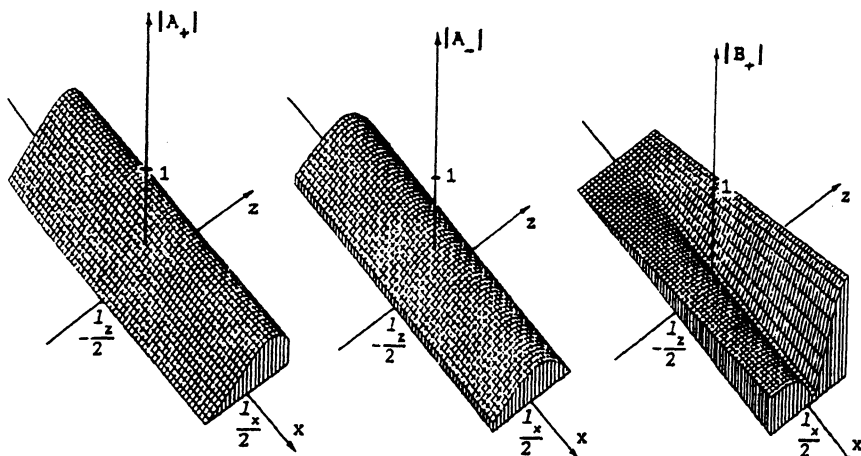


Рис. 2. Пространственное распределение амплитуд парциальных волн  $|A_{\pm}(Z, X)|$ ,  $|B_{+}(Z, X)|$  в стационарном режиме генерации  $L_x = 4$ ,  $\Delta = -1.82$ ,  $L_x = 12.8$ ,  $\alpha = 0.315$ .

Интегральный электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1 - \gamma_0^{-1}) \hat{\eta}},$$

$$\hat{\eta} = \frac{1}{2\pi L_x} \int_{-L_x/2}^{+L_x/2} \int_0^{2\pi} \left( \frac{\partial \theta}{\partial Z} + \Delta \right) \Big|_{Z=+L_x/2} d\theta_0 dX.$$

На рис. 1 показана зависимость КПД от времени в области параметров, соответствующих установлению режима стационарной одномодовой генерации (в численном эксперименте полагалось  $v_{\parallel} = v_{gr}$ ). Структуры полей парциальных волн  $A_{\pm}$  и  $B_{\pm}$  в стационарном режиме (рис. 2) близки к структурам соответствующих парциальных волн наиболее высокодобротной моды холодной электродинамической системы (см. в [1] формулу (8) при  $m = 0, n = 1$ ). Частота этой моды и частота генерации совпадают с брэгговской частотой. Условие самовозбуждения для указанной моды при  $\Delta L_z \simeq \pi$  может быть записано в виде  $p = \alpha^2 L_x L_z^4 \geq 250$ . 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.<sup>2</sup>

Принципиальным вопросом для рассматриваемой схемы ЛСЭ является вопрос предельно допустимых поперечных размеров генератора, при которых может осуществляться режим синхронизации излучения ленточного РЭП. Согласно уравнениям (3), в стационарных условиях ( $\partial/\partial\pi = 0$ ) при возбуждении основной моды зависимость структур волн от поперечной координаты может быть представлена в форме

$$B_+ = \alpha X(A_+ + A_-), \quad B_- = \alpha(L_x - X)(A_+ + A_-). \quad (4)$$

Это позволяет привести систему уравнений (3) к виду

$$\frac{\partial}{\partial Z} A_+ + i\alpha^2 L_x (A_+ + A_-) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0,$$

$$\frac{\partial}{\partial Z} A_- - i\alpha^2 L_x (A_+ + A_-) = 0,$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Z^2} \theta = \text{Re}(A_+ e^{-i\theta}). \quad (5)$$

Следовательно, при фиксированном продольном размере (длине) системы, распределение полей вдоль координаты  $z$ , а также электронный КПД остаются неизменными при

<sup>2</sup> Заметим, что при больших превышениях над порогом генерации регулируемым параметром  $p$  наблюдалось возбуждение других мод резонатора (в частности, моды  $m = n = 1$  с одной вариацией поля по обеим координатам), а также автомодуляционные режимы генерации, в которых пространственные структуры полей периодически эволюционировали во времени.

выполнении условия  $\alpha^2 L_x = \text{const}$ . Подобная автотомодельность позволяет увеличивать ширину пространства взаимодействия  $L_x$  за счет снижения величины коэффициента связи волн  $\alpha$  (например, уменьшая глубину гофра  $a_1$ ). Численное моделирование нестационарных уравнений (3) показывает, что при  $L_z \leq 5$  найденный режим синхронизации оказывается устойчивым по крайней мере до значений  $L_x \leq 30$ . Однако время установления увеличивается с ростом ширины системы (см. рис. 1).

3. Основываясь на полученных результатах, оценим возможность создания ЛСЭ с длиной волны  $\lambda = 4$  мм на базе ускорителя У-2 (ИЯФСО РАН, Новосибирск, [4,5]), формирующего ленточные РЭП с поперечными размерами, достигающими 140 см, погонным током 1 кА/см, энергией частиц 1 МэВ и длительности импульса  $\sim 1$  мкс. Пусть период ондулятора 4 см, осцилляторная скорость частиц  $\beta \simeq \kappa \simeq 0.3$ , параметр  $\mu \simeq \gamma_0^- \simeq 0.1$ . Тогда при зазоре между пластинами  $a_0 = 5$  см параметр усиления  $C \simeq 0.0065$ . При указанных значениях параметров кривой 3 на рис. 1 ( $\alpha = 0.315$ ,  $L_z = 4$ ,  $L_x = 12.8$ ) 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. Таким образом, возможно получение пространственно когерентного излучения при коэффициенте сверхразмерности системы  $l_x/\lambda \simeq 350$ .

### Список литературы

- [1] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 23–28.
- [2] Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. // Optics Commun. 1993. V. 96. P. 254–262.
- [3] Auzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Nikolaev V.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Yushkov M.V., Zotkin R.P. // 14<sup>th</sup> Int. FEL Conf. Kobe, Japan, 1992. P. 549.
- [4] Аржанников А.В., Астрелин В.Т., Капитонов В.А., Лямзин М.П., Синуцкий С.Л., Юшков М.В. // Препринт 89-81 ИЯФСО РАН. Новосибирск, 1989.
- [5] Auzhannikov A.V., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Smirnov A.V., Yushkov M.V., Zotkin R.P. // Preprint 92-3 Inst. of Nucl. Phys. RAS. Novosibirsk, 1992.

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию  
8 июля 1993 г.