

01;09;10

О возможности использования двумерных брэгговских структур в ЛСЭ-усилителе, запитываемом ленточным электронным потоком

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

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

Поступило в Редакцию 2 июля 1999 г.

Показана эффективность использования двумерных двоякопериодических брэгговских структур в усилительных схемах ЛСЭ, запитываемых ленточными РЭП. Наличие подобной структуры позволяет обеспечить пространственную когерентность излучения от различных частей электронного пучка, когда входной сигнал распространяется поперек электронного потока. Согласно результатам теоретического анализа в регенеративной схеме коэффициент усиления может достигать 50 dB.

В настоящее время ведутся достаточно интенсивные теоретические и экспериментальные исследования мощных лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), запитываемых ленточными электронными пучками, ширины которых могут достигать 1.4 м [1,2]. Для обеспечения пространственной когерентности излучения от различных частей электронного потока было предложено использовать двумерную распределенную обратную связь (РОС), реализуемую с помощью двумерных брэгговских резонаторов [3,4]. Подобный резонатор представляет собой две плоские пластины, на которые нанесена двоякопериодическая гофрировка. На такой гофрировке оказываются связанными и испытывают взаимное рассеяние четыре парциальных электромагнитных волны, две из которых распространяются вдоль и навстречу поступательному движению электронного потока, а две других — в поперечном направлении. На основе использования двумерной РОС и ленточных электронных пучков, формируемых ускорителем У-2 (ИЯФ СО РАН), принципиально возможно получение излучения миллиметрового диапазона с гигаваттным

уровнем мощности. В настоящий момент на моделирующем пучке шириной до 12 см экспериментально подтверждена работоспособность новой схемы ЛСЭ. На длине волны 4 мм получено излучение с уровнем мощности 100 MW [5].

В этой связи значительный практический интерес представляет разработка усилителя, использующего мощные ленточные релятивистские электронные пучки РЭП. Одной из важных проблем при реализации подобного усилителя является ввод входного сигнала, обеспечивающий равномерное по ширине электронного потока усиление с управляемым фазовым фронтом. Как показано в настоящей работе, эта задача может быть также решена с помощью двумерной брэгговской структуры. При этом в зависимости от области включения ондуляторного поля возможны две ситуации. Если ондуляторное поле и соответственно взаимодействие электронного потока с полем излучения включается после пролета электронным пучком брэгговской структуры, то такая структура будет играть роль вводного устройства. Если же ондуляторное поле включается до пролета пучком указанной структуры, электронно-волновое взаимодействие внутри структуры с учетом того, что часть потока электромагнитной энергии распространяется навстречу поступательному движению электронов, приведет к возможности реализации регенеративной схемы усиления, характеризующейся большим коэффициентом усиления.

Предположим, что входное излучение представляет собой квази-оптический волновой пучок, падающий на систему в поперечном по отношению к поступательному движению ленточного пучка направлении (рис. 1, *a*). В регенеративной схеме для обеспечения симметрии выходного излучения целесообразно обеспечить двухсторонний ввод излучения. Поле внутри брэгговской структуры может быть представлено как совокупность четырех парциальных волн:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \operatorname{Re}([A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz} + B_+ e^{-ihx} + B_- e^{ihx}] e^{i\omega t}), \quad (1)$$

две из которых (A_{\pm}) распространяются попутно и навстречу движению электронного потока, а две другие (B_{\pm}) — в поперечном направлении (рис. 1, *b*).

Взаимное рассеяние волн на двумерной брэгговской структуре и их усиление электронным потоком может быть описано с помощью следующей системы уравнений [6], в которой предполагается, что электронный

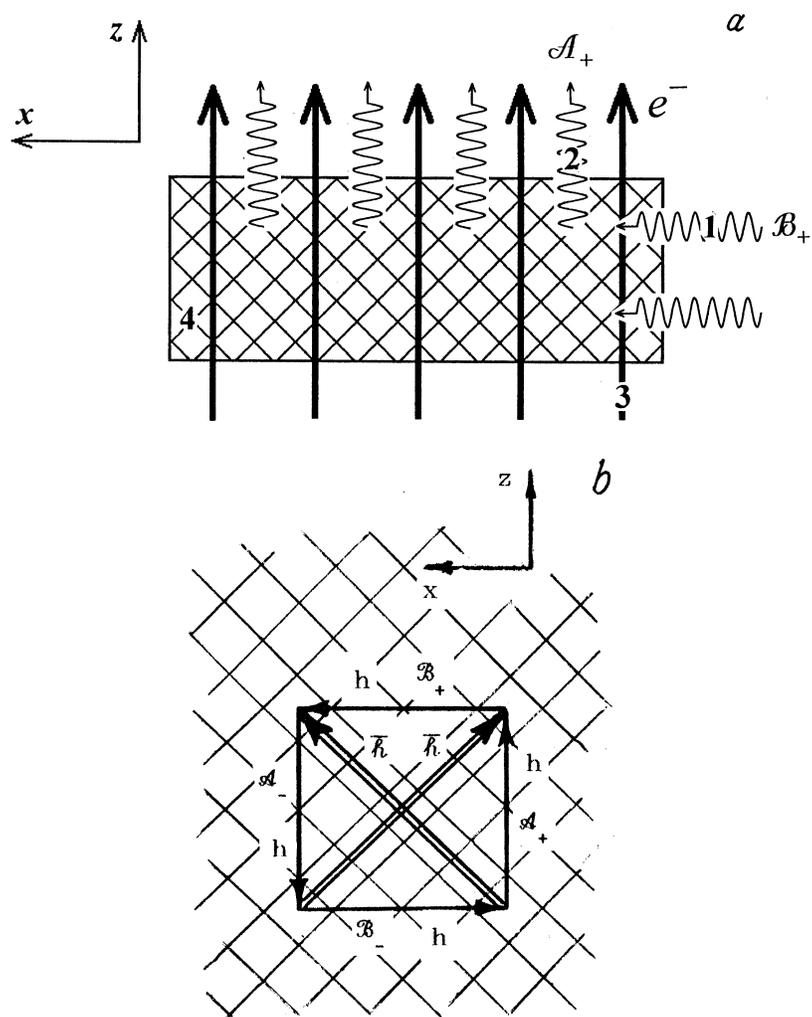


Рис. 1. *a* — схема ввода (волна B_+ (1)) и вывода (волна A_+ (2)) излучения в ЛСЭ-усилителе с ленточным РЭП (3) и двумерной брэгговской структурой (4); *b* — диаграмма, иллюстрирующая рассеяние частичных волн на двумерной брэгговской структуре (\mathbf{h} — волновые векторы частичных волн A_{\pm} и B_{\pm} , $\bar{\mathbf{h}}$ — трансляционные векторы решетки).

пучок может синхронно взаимодействовать только с волной A_+ :

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

Здесь использованы следующие нормированные переменные: $Z = zC\bar{\omega}/c$, $X = xC\bar{\omega}/c$, $\tau = tC\bar{\omega}$, $A_{\pm} = \mathcal{A}_{\pm} e\kappa\mu/\gamma mc\bar{\omega}C^2$, $\kappa \approx \beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ — параметр связи электронов с волной, $\mu \approx \gamma^{-2}$ — параметр инерционной группировки [7], γ — релятивистский масс-фактор электронов, β_{\parallel} — поступательная скорость частиц, β_{gr} — групповая скорость волн,

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

— параметр усиления (параметр Пирса), I_0 — ток пучка, S — площадь поперечного сечения пространства взаимодействия, N — норма синхронной волны, α — коэффициент связи волн на брэгговских структурах, пропорциональный глубине гофрировки [8].

В случае усилителя для полей парциальных волн имеем следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} A_+(Z=0) &= 0, \quad A_-(Z=L_z) = 0, \\ B_+(X=0) &= B_+^0(Z)e^{i\delta\tau}, \quad B_-(X=L_x) = B_-^0(Z)e^{i\delta\tau}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь величина $\delta = (\omega - \bar{\omega})/\bar{\omega}C$ характеризует отстройку частоты внешнего сигнала от несущей частоты, в качестве которой выбрана

брэгговская частота $\bar{\omega}$. Граничные условия для электронного потока при отсутствии начальной модуляции имеют вид:

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

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

Рассмотрим сначала задачу в отсутствие взаимодействия с электронным потоком, т.е. предположим, что ондуляторное поле включается после прохождения электронами брэгговской структуры. В случае, когда частота падающей волны B_+ совпадает с брэгговской частотой $\delta = 0$, а $B_-^0 = 0$, из уравнений (2) получаем следующее решение для амплитуд рассеянных волн:

$$\begin{aligned} B_+ &= B_+^0(Z) - GX, \quad B_- = G(X - L_x), \\ A_+ &= i\alpha L_x GZ - i\alpha \int_0^Z B_+^0(z) dz, \\ A_- &= -i\alpha L_x G(Z - L_z) + i\alpha \int_{L_x}^Z B_+^0(z) dz, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$G = \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2 L_z L_x} \int_0^{L_z} B_+^0(z) dz.$$

Как следует из соотношений (5), использование двумерной брэгговской структуры позволяет возбудить синхронную с пучком волну A_+ с постоянной вдоль координаты x (т.е. вдоль поперечного сечения электронного потока) амплитудой и плоским фазовым фронтом $\partial A_+ / \partial X = 0$. При этом максимальный коэффициент преобразования мощности падающего излучения $B_+(X=0)$ в мощность синхронной с электронами волны $A_+(Z=L_z)$ реализуется при выполнении условия $\alpha^2 L_x L_z = 1$ и достигает 25%.

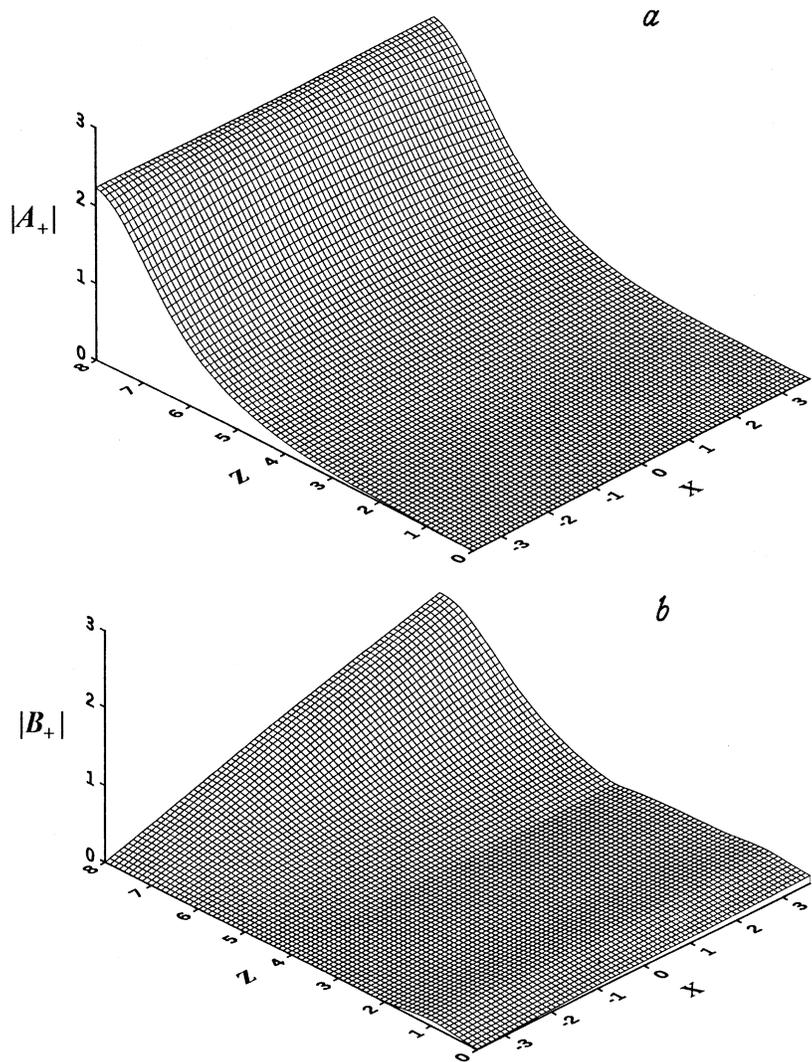


Рис. 2. Структура парциальных волн $|A_+(X, Z)|$ (a) и $|B_+(X, Z)|$ (b), а также распределение фазы выходного сигнала $\arg A_+(X, Z = L_z)$ (c) в регенеративной схеме усилителя. $L_x = 7.2$, $L_z = 8$, $\alpha = 0.09$, $\delta = -0.19$, $\Delta = 0.02$.

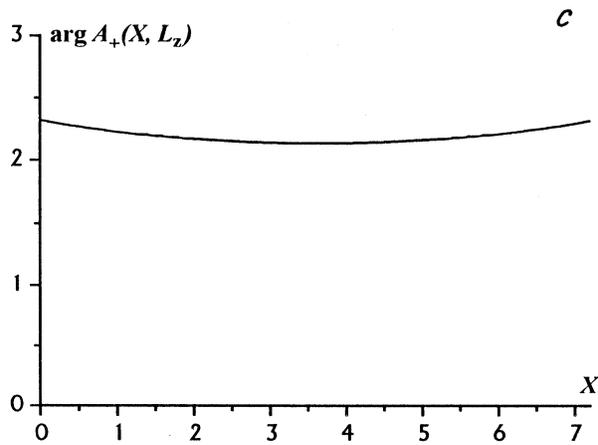


Рис. 2 (продолжение).

Для анализа регенеративной схемы определим и далее коэффициент усиления как отношение мощности падающей волны к выходной мощности, усиливаемой электронным потоком волны:

$$\Gamma = \frac{\int_0^{L_x} |A_+(X, Z = L_z)|^2 dX}{\int_0^{L_z} (|B_+(X = 0, Z)|^2 + |B_-(X = L_x, Z)|^2) dZ}.$$

При этом следует иметь в виду, что часть (как будет показано далее, относительно небольшая) выходной мощности будет ассоциирована с прочими парциальными волнами. Важно также подчеркнуть, что ниже исследуются стационарные режимы одночастотного усиления. Тем не менее уравнения (2) включают зависимость амплитуд волн от времени. Фактически моделирование переходных процессов используется здесь как эффективный метод решения нелинейной двумерной краевой задачи, позволяющий одновременно определить границы самовозбуждения системы.

На рис. 2, а представлено распределение амплитуды усиливаемой волны по пространству взаимодействия в случае, когда частота внешнего

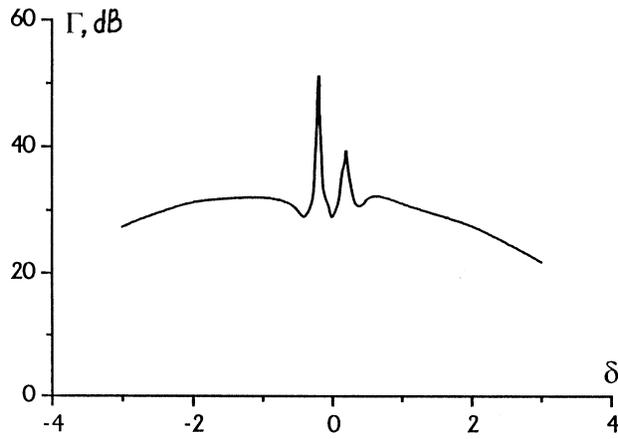


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления Γ от нормализованной расстройки брэгговского резонанса δ в регенеративной схеме усилителя: $L_x = 7.2$, $L_z = 8$, $\alpha = 0.09$, $\Delta = 0.02$.

сигнала лежит на границе полосы непрозрачности двумерной брэгговской структуры $\delta \approx \pm 2\alpha$. Предполагалось, что входной сигнал представляет собой гауссов пучок. При этом для обеспечения симметрии выходного излучения данный сигнал вводился с двух сторон. Как видно из рис. 2, *a*, на выходе $Z = L_z$ амплитуда поля практически постоянна, что свидетельствует о том, что отбор энергии у всех фракций электронного потока вдоль координаты X почти одинаков. При этом фазовый фронт излучения на выходе близок к плоскому (рис. 2, *c*). Коэффициент усиления достаточно высок и при нормализованной длине пространства взаимодействия $L_z \approx 8$ превышает 50 dB. Амплитуды парциальных волн, отличных от A_+ , на выходе из резонатора не велики, и интегральная мощность, ассоциированная с этими волнами, составляет около 10% от выходной мощности рабочей волны (рис. 2, *b*). Следует отметить, что рассматриваемая система при максимальном коэффициенте усиления ~ 50 dB является предельно узкополосной (рис. 3), в то же время на уровне усиления в 30 dB ширина полосы составляет $\Delta\delta \approx 4$, что при параметре Пирса $3 \cdot 10^{-3}$ соответствует $\sim 1 \div 1.5\%$ по частоте.

Таким образом, приведенный выше анализ показывает перспективность использования двумерных брэгговских структур как в обычных,

так и в регенеративных схемах ЛСЭ, запитываемых ленточными РЭП. Естественно, возможно и комбинирование этих схем, когда взаимодействие синхронной волны с электронным потоком продолжается после обрыва брэгговской структуры.

В заключение оценим параметры регенеративной схемы ЛСЭ-усилителя с длиной волны $\lambda = 4$ mm на базе ускорителя У-2, формирующего ленточные РЭП с поперечными размерами, достигающими 140 см, погонным током 300 А/см, энергией частиц 1 MeV и длительностью импульса около $5 \mu\text{s}$. Пусть период ондулятора 4 см, осцилляторная скорость частиц $\beta_{\perp} \approx 0.15 \div 0.2$, параметр $\mu \approx 0.1$. Тогда при зазоре между пластинами $a_0 = 1$ см параметр усиления $C \approx 0.003$. При указанных значениях параметры кривых на рис. 2 соответствуют брэгговской структуре с длиной 170 см, шириной 150 см, гофрированной с периодом 2.8 mm и глубиной 0.05 mm. При использовании в качестве входного сигнала излучения гиротрона [9] с мощностью ~ 400 kW уровень выходного сигнала будет достигать 4 GW при КПД около 10%.

Список литературы

- [1] *Agafonov M.A., Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sinitsky 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., Sinitsky S.L.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V. 26. N 3. P. 531.
- [3] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 9. С. 23.
- [4] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L.* // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1995. V. A358. P. 189.
- [5] *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Синицкий С.Л., Сергеев А.С.* // Материалы Всероссийского совещания по научным проектам МНТП "Физика микроволн". Н.Новгород, 1999. С. 21.
- [6] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Robb G.R.M.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1996. V. 24. N 3. P. 770.
- [7] *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.
- [8] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 3. С. 401.
- [9] *Myasnikov V.E., Usachev S.V., Agapova M.V. et al.* // Digest of 23rd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Colchester, UK, 1998. P. 24.