Письма в ЖТФ, том 21, вып. 9 12 мая 1995 г.

01;05.2;07;09;10

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ СГУСТКА ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ, ДВИЖУЩЕГОСЯ В БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКЕ

Н.С.Гинзбург, А.С.Сергеев

В теории сверхизлучения (СИ) ансамблей квантовых осцилляторов достаточно хорошо известно (см., например, [1,2]), что помещение ансамбля в резонатор увеличивает инкременты СИ неустойчивости, а в ряде случаев и пиковую мощность излучения. Однако такой способ инициации процесса СИ не применим, если ансамбль осцилляторов движется с поступательной скоростью, близкой к скорости света, поскольку излученная волна может за время пролета ансамбля через резонатор испытать лишь однократное отражение. В тоже время наличие поступательного движения достаточно типично для сгустков классических электронов-осцилляторов и, более того, благоприятно для получения коротковолнового излучения [3-6]. Действительно, вследствие доплеровского смещения частоты

$$\omega = \frac{\Omega_\perp}{1 - v_\parallel/c\cos\phi} \tag{1}$$

коротковолновая компонента СИ, распространяющаяся в направлении поступательного движения частиц $\phi \leqslant \gamma^{-1}$, может существенно превосходить частоту собственных колебаний частиц $\Omega_\perp$.

В данной работе для инициации процесса сверхизлучения движущегося электронного сгустка предлагается использовать распределенное переотражение излучения в брэгговской решетке, настроенной на частоту коротковолновой компоненты СИ: $\omega = 2\gamma^2\Omega_\perp \simeq \bar{h}c/2$, где $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период решетки, $\gamma = (1-(v_\parallel/c)^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор.

Рассмотрение проведем в сопровождающей сгусток системе отсчета, полагая, что в этой системе задана волна диэлектрической проницаемости: $\varepsilon = \varepsilon_0\left[1 + \alpha\cos(\bar{\omega}'t' - \bar{h}'z')\right]$, где $\bar{h}' = \bar{h}\gamma$, $\bar{\omega}' = \bar{h}\gamma v_\parallel$. В рамках одномерной модели поле излучения представим в виде двух встречных разночастотных волн*

$$E = \mathrm{Re}\left[\mathcal{A}_+(z',t')\,e_1^{i(\omega_1' t' + h_1' z')} + \mathcal{A}_-(z',t')\,e^{i(\omega_2' t' - h_2' z')}\right], \qquad (2)$$

где $\omega_2' - \omega_1' = \bar{\omega}'$, $h_2' + h_1' = \bar{h}'$. Допустим далее, что только волна $\mathcal{A}_+$ может синхронно взаимодействовать с ансамблем осциллирующих электронов: $\omega_1' \simeq \Omega_\perp' = \Omega_\perp \gamma$. Тогда процесс СИ в брэгговской решетке может быть описан с помощью следующей системы уравнений:

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) a_+ + i\sigma a_- = f(Z)\frac{1}{\pi}\int\limits_0^{2\pi} e^{-i\theta}\, d\theta_0, \qquad (3)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) a_- + i\sigma a_+ = 0, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} = \mathrm{Re}(a_+ e^{i\theta}), \qquad (5)$$

$$\theta\Big|_{\tau=0} = \theta_0 + r\cos\theta_0, \qquad \theta_0 \in [0, 2\pi), \qquad \frac{\partial}{\partial \tau}\theta\Big|_{\tau=0} = -\Delta.$$

Здесь использованы безразмерные обозначения $a_\pm = eA_\pm / mc\omega_1' \varkappa \mu C^{-2}$, $\tau = \omega_1' t' C$, $Z = \omega_1'/c z' C$, $\sigma = \alpha/4(\omega_2'/\omega_1')^{1/2}$ — коэффициент связи волн на периодической структуре, θ — фаза электронов относительно синхронной волны, $\Delta = \mathrm{sign}\mu(\omega_1' - \Omega_\perp')/\omega_1' C$ — расстройка между частотой осцилляций электронов и несущей частотой, $C = \left(\omega_p'^2/2\omega_1'^2 \varkappa^2 |\mu|\right)^{1/3}$ — параметр усиления (в случае безграничного электронного слоя), ω_p' — плазменная частота, $\varkappa$ —коэффициент связи электронов с волной, пропорциональный осцилляторной скорости частиц, μ — параметр неизохронности (инерционной группировки), функция $f(Z)$ определяет распределение плотности частиц вдоль слоя. Заметим, что уравнения движения (5) записаны в приближении малых относительных изменений энергий электронов и позволяют универсальным образом (с точностью до значений параметров $\varkappa$ и μ) описать как процесс циклотронного СИ для электронов, вращающихся в однородном магнитном поле ($\mu < 0$), так и ондуляторное СИ для электронов, осциллирующих в переменном магнитном поле ($\mu > 0$). Соответственно параметр $r \ll 1$ задает в первом случае малую

* В лабораторной системе отсчета частоты обеих волн совпадают.

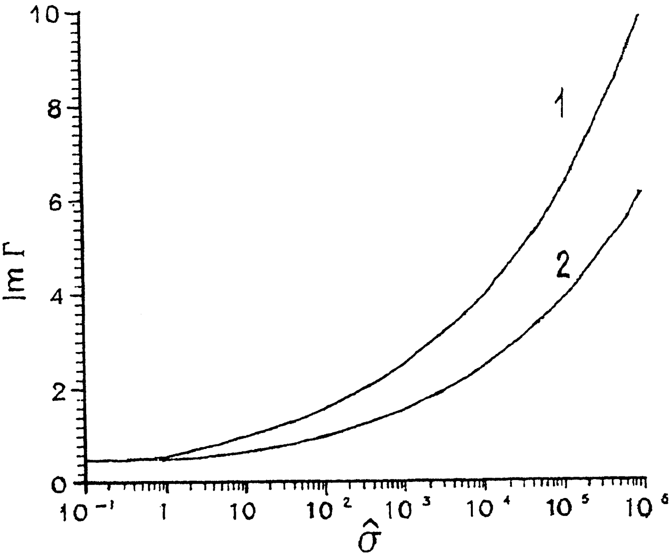


Рис. 1. Зависимость максимального инкремента СИ неустойчивости от параметра связи волн $\hat{\sigma}$ вблизи границ зоны непрозрачности брэгговской решетки: *1* — $\hat{\Delta} = \hat{\sigma}$, *2* — $\hat{\Delta} = -\hat{\sigma}$.

начальную модуляцию по фазе циклотронного вращения, а во втором — модуляцию плотности частиц.

Пусть электронный слой занимает в сопровождающей системе отсчета отрезок $Z \in [B/2, -B/2]$, где $B = (\omega_1'/c)b'C$ — безразмерная ширина слоя, тогда в предположении о бесконечном размере брэгговской решетки граничные условия для волн следует записать на крайних лучах, покидающих слой:

$$a_+ \big|_{\tau=-Z-B/2} = 0, \qquad a_- \big|_{\tau=Z-B/2} = 0. \tag{6}$$

В приближении малого сигнала, линеаризуя уравнения (3)–(5) и представляя решение в виде $a_\pm \propto \exp(i\Gamma\tau)$, приходим к характеристическому уравнению, определяющему инкременты нарастания собственных мод. В случае тонкого слоя $B \ll 1$ $((\omega_1'/c)b'^{\ll C^{-1}})$,* когда функция $f(Z)$ аппроксимируется дельта-функцией $f(Z) = B\delta(Z)$, характеристическое уравнение может быть записано в форме

$$2i(\hat{\Gamma} - \hat{\Delta})^2(\hat{\Gamma}^2\hat{\sigma}^2)^{1/2} = \hat{\Gamma}, \tag{7}$$

* Заметим, что при $C \ll 1$ ширина электронного слоя может тем не менее существенно превосходить длину волны $b' \gg 2\pi c/\omega'$.

где $\hat{\Gamma} = \Gamma B^{-1/2}$, $\hat{\Delta} = \Delta B^{-1/2}$, $\hat{\sigma} = \sigma B^{-1/2}$. Анализ уравнения (7) показывает, что максимальный инкремент достигается, когда отстройка частоты осцилляций частиц от брэгговской частоты лежит вблизи границ полосы непрозрачности брэгговской решетки: $\hat{\Delta} = \pm\hat{\sigma}$. В этом случае зависимость инкремента от параметра $\hat{\sigma}$ показана на рис. 1. Видно, что инкремент монотонно растет с увеличением $\hat{\sigma}$. При $\hat{\sigma} \gg 1$, согласно (7), $\mathrm{Re}\,\hat{\Gamma} \simeq \hat{\Delta}$, а асимптотическое поведение инкремента задается соотношениями

$$\mathrm{Im}\hat{\Gamma} = \begin{cases} \sin 2\pi/5 \quad (\hat{\sigma}/8)^{1/5}, & \hat{\Delta} = \hat{\sigma}, \\ \sin \pi/5 \quad (\hat{\sigma}/8)^{1/5}, & \hat{\Delta} = -\hat{\sigma} \end{cases} .$$

Таким образом, наличие брэгговской решетки позволяет увеличить инкремент СИ неустойчивости в коротковолновых диапазонах, когда параметр усиления мал по сравнению с параметром связи волн $C \ll \alpha$ и, следовательно, $\hat{\sigma} \gg 1$.

Результаты численного моделирования уравнений (3)–(6) подтверждают эти выводы. В нелинейном режиме степень

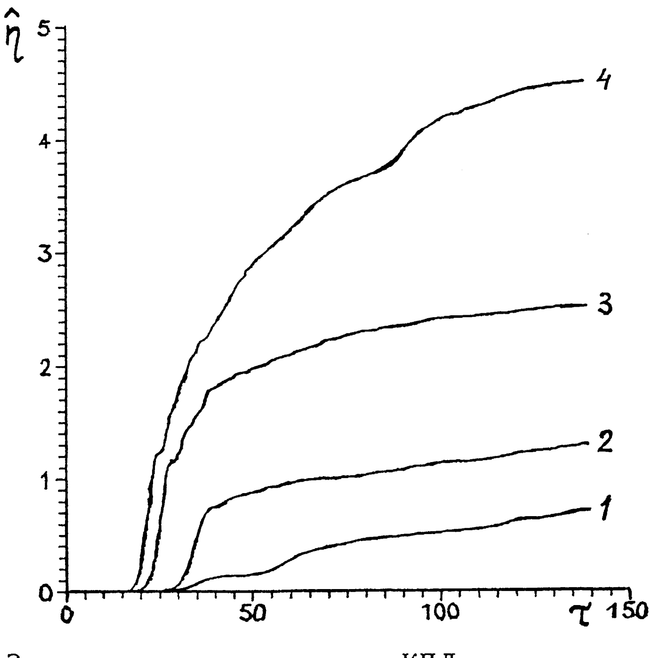
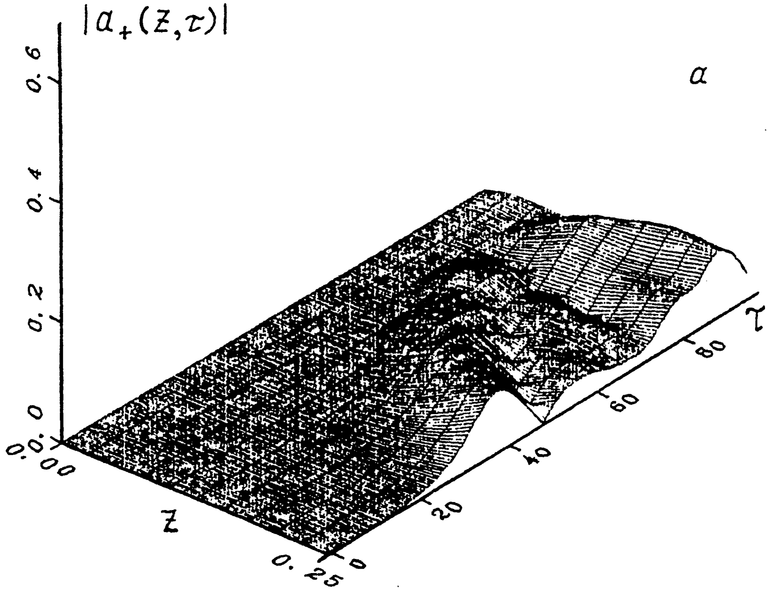


Рис. 2. Зависимости нормализованного КПД от времени при различных параметрах связи и расстройки брэгговского синхронизма, $B = 0.25$; *1* — $\Delta = \sigma = 0$, *2* — $-\Delta = \sigma = 1$, *3* — $-\Delta - \sigma = 5$, *4* — $-\Delta = \sigma = 10$.



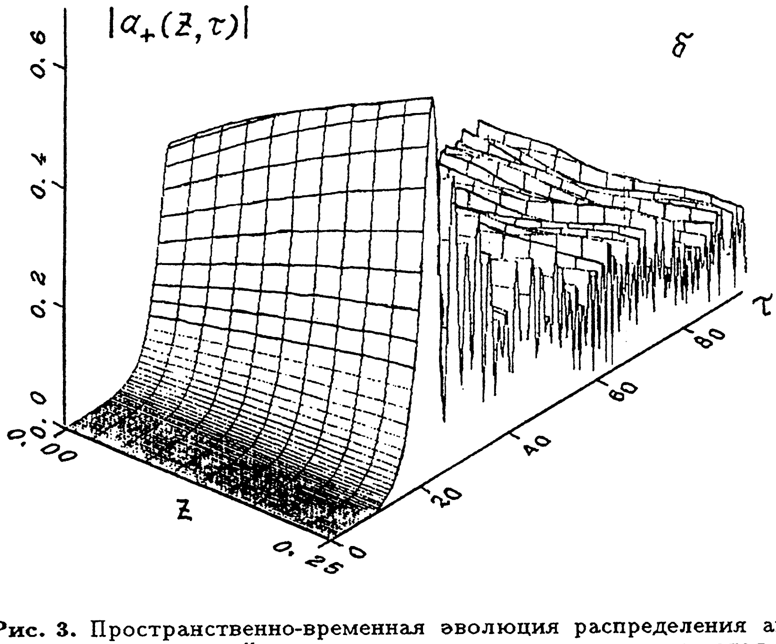


Рис. 3. Пространственно-временная эволюция распределения амплитуды синхронной волны a_+ внутри электронного слоя с нормированной шириной $B = 0.25$ (a) в отсутствие брэгговской решетки ($б$) при наличии указанной решетки ($-\Delta = \sigma = 10$).

трансформации энергии частиц в электромагнитное излучение удобно характеризовать электронным КПД

$$\eta = \frac{C}{|\mu|}\hat{\eta}, \qquad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi B}\int\limits_{B/2}^{B/2}\int\limits_{\sigma}^{2\pi}\left(\frac{\partial\theta}{\partial\tau} + \Delta\right) d\theta_0 dZ. \tag{8}$$

На рис. 2 приведены зависимости КПД от времени при различных значениях параметра связи волн на решетке при $\Delta = -\sigma$. Видно, что инкремент, а также максимальный КПД растут с ростом σ. Заметим, что на другой границе $\Delta = \sigma$, несмотря на несколько большие инкременты, реализуется меньший КПД.

На рис. 3 для сравнения показана эволюция внутри слоя амплитуды синхронной с частицами волны a_+ при отсутствии брэгговской решетки (a) и при ее наличии ($б$). Брэгговская решетка делает распределение поля по активной зоне более однородным и увеличивает максимальную амплитуду полей.

Таким образом, приведенный выше анализ подтверждает возможность использования брэгговских решеток для инициации процесса СИ движущихся электронных сгустков. Заметим, что при наблюдении СИ в СВЧ диапазонах брэгговская решетка может быть реализована путем периодической гофрировки стенок волновода, через который пролетает электронный сгусток.

Список литературы

[1] *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.* // УФН. 1989. Т. 159. В. 2. С. 193–260.

[2] *Андреев А.В.* // УФН. 1990. Т. 160. В. 12. С. 1–46.

[3] *Bonifacio R.H., Maroli C., Piovella N.* // Optics. Commun. 1988. V. 68. N 5. P. 369–374.

[4] *Bonifacio R.H.,Sharp W.M., Fawley W.M.* // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1989. V. A285. P. 217–223.

[5] *Гинзбург Н.С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 5. С. 440–443.

[6] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 14. С. 83–87.

[7] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. В. 8. С. 445–448.

[8] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. В. 7. С. 501–505.

Институт прикладной
физики РАН
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
13 января 1995 г.