Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20 26 октября 1988 г.

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛЕНТОЧНОГО ПОТОКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СВОБОДНОЕ ПРОСТРАНСТВО

Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев

Исследование особенностей индуцированного излучения потоков релятивистских электронов-осцилляторов в вакууме [1–4] представляет как физический интерес (анализ механизмов релаксации пучка в условиях, когда пространственная структура излучаемого поля формируется самим пучком), так и практическую ценность в связи с разработкой лазеров и мазеров на свободных электронах (например, реализующийся на линейной стадии взаимодействия режим канализации излучения позволяет отказаться от волноведущих систем и увеличить мощность излучения за счет снятия ограничений, обусловленных пристеночным ВЧ пробоем). В настоящей работе рассмотрен предельный случай бесконечно тонкого в масштабе параметра Френеля электронного потока: $b^2/L\lambda \ll 1$ (b – толщина потока, L – длина области взаимодействия, λ – длина волны), позволивший с учетом дифракционных эффектов аналитически описать линейную стадию усиления монохроматического волнового пучка и провести численное моделирование нелинейной стадии этого процесса.

Пусть осцилляторное движение сообщается электронам при пролете через плоский ондулятор, магнитное поле которого задается вектор-потенциалом: $\vec{A}_u = Re[\vec{y}_0 A_u \operatorname{ch} h_u x\, e^{ih_u z}]$, $h_u = 2\pi/d$, d – период модуляции поля. Электроны инжектируются в плоскости $x = 0$, перемещаясь поступательно со скоростью $v_{\parallel}^{0}$ вдоль оси z и осциллируя в y– направлении. Допустим, что излучаемое электронным потоком поле представляет собой квазиоптический волновой пучок: $\vec{A}_u = Re[\vec{y}_0 A(z,x) e^{i(\omega t - hz)}]$, где $h = \omega/c$. В условиях комбинационного синхронизма [5]: $\omega \simeq h_c v_{\parallel}^{0}$, $h_c = h + h_u$ взаимодействие ленточного потока электронов-осцилляторов с волновым пучком опишется системой уравнений, состоящей из уравнения параболического типа для амплитуды волнового пучка и усредненных уравнений движения частиц*

$$i\,\frac{\partial^2 a}{\partial X^2} + \frac{\partial a}{\partial Z} = 2i\delta(X)j, \tag{1}$$

---

* При записи уравнений движения предположено, что относительные изменения энергии частиц малы. В таких предположениях уравнения (1), (2) носят достаточно универсальный характер и описывают другие механизмы индуцированного излучения, например излучения слоя электронов, вращающихся в однородном магнитном поле.

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial Z^2} = Jm\left(\alpha e^{i\theta}\right) \tag{2}$$

с граничными условиями: $\alpha\big|_{Z=0} = \alpha_0(X)$, $\theta\big|_{Z=0} = \theta_0 \in [0.2\pi)$, $\frac{\partial\theta}{\partial Z}\Big|_{Z=0} = -\Delta$. Здесь использованы следующие безразмерные обозначения: $Z = \omega/c\, zG$, $X = \omega/c\, x\sqrt{2G}$, $\alpha = eAa_u/2mc^2\gamma_0^3\beta_{\parallel}^{o4}G^2$, $\theta = \omega t - h_c z$ – комбинационная фаза, $j = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ – амплитуда электронного ВЧ тока, $\Delta = \left(\frac{c}{V_c^o} - \frac{c}{V_{\parallel}^o}\right)G^{-1}$ – начальная расстройка синхронизма, $V_c^o = \omega/h_c$ – фазовая скорость комбинационной волны, $G = \left(\frac{ch_c^2 a_u^2 \omega_{B\parallel}^2}{8\sqrt{2}\omega^3\beta_{\parallel}^{o2}}\right)^{2/5} \ll 1$ – параметр усиления, $\beta_{\parallel}^o = V_{\parallel}^o/c$, $a_u = eA_u/mc^2\gamma_0$, $\omega_{B\parallel} = \left(4\pi e\sigma_0/m\gamma_0^3\right)^{1/2}$, σ_0 – невозмущенная поверхностная плотность пучка, γ_0 – релятивистский масс-фактор, $\delta(X)$ – дельта функция. Эффективность энергообмена (КПД) определяется соотношениями

$$\eta = \frac{G\gamma_0^2\beta_{\parallel}^{o3}}{1-\gamma_0^{-1}}\hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\left(\frac{\partial\theta}{\partial Z} + \Delta\right| d\theta_0 . \tag{3}$$

Система уравнений (1), (2) имеет интеграл, представляющий собой закон сохранения энергии ($\varphi = \arg \alpha|_{X=0} - \arg j$)

$$\int_{-\infty}^{\infty}|a|^2 dX - \int_{-\infty}^{\infty}|a_0|^2 dX = 4\hat{\eta} = \int_0^{Z}|a|\Big|_{X=0}|j|\sin\varphi\, dZ. \tag{4}$$

Рассмотрим сначала режим малого сигнала $a \ll 1$, в котором уравнения движения частиц линеаризуются и приобретают вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} - i\Delta\right)^2 j = -\alpha, \quad j\big|_{Z=0} = 0, \quad \frac{\partial j}{\partial Z}\Big|_{Z=0} = 0. \tag{5}$$

В случае падения плоской волны ($a_0 = const$) на слой осцилляторов, решая уравнения (1), (5) с помощью преобразования Лапласа по координате Z, получим следующее выражение для излучаемого поля:

$$a(Z,X) = a_0\left[\Phi\left(\frac{\sqrt{i}|X|}{2\sqrt{Z}}\right) + \sum_{n=1}^{5} f_n e^{-i\varkappa_n|X| + i\Gamma_n Z}\left(1 - \Phi\left(\frac{\sqrt{i}|X|}{2\sqrt{Z}} - \varkappa_n\sqrt{iZ}\right)\right)\right], \quad f_n = (\varkappa_n^2 - \Delta)/(5\varkappa_n^2 - \Delta), \tag{6}$$

где $\Phi(u)$ – интеграл вероятности, $\varkappa_n, \Gamma_n$ – поперечные и продольные волновые пяти нормальных волн безграничной (по оси Z) системы. Эти волны определяются из дисперсионного уравнения [4]: $\varkappa_n(\varkappa_{\parallel}^2 - \Delta)^2 = i$, $\Gamma_n = \varkappa_n^2$. Например, в случае точного начального синхронизма $\Delta = 0$ имеем: $\varkappa_n = e^{i(\pi/10 + 2\pi(n-1)/5)}$. Среди нормальных волн существует единственная волна (leaky – мода: $n = 5$), которая усиливается в продольном направлении: $Jm\,\Gamma_5 < 0$,

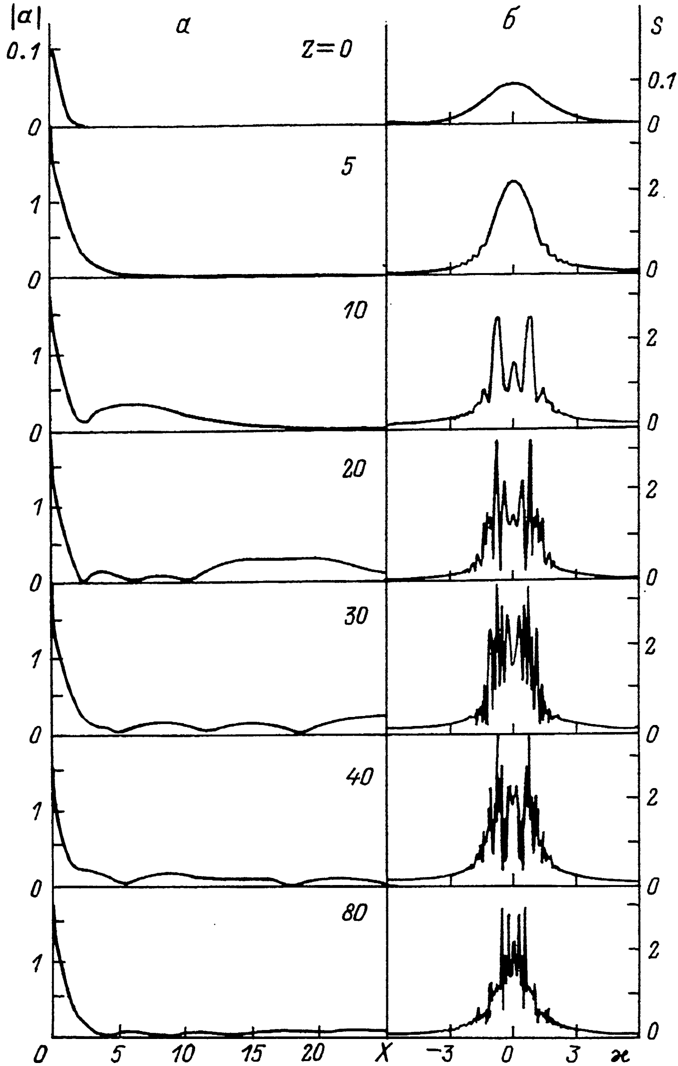

Рис. 1. Эволюция: а – поперечного распределения модуля амплитуды волнового пучка и б – спектра поля; $\Delta = 0$.

спадает в поперечном: $\mathrm{Im}\,\varkappa_5 < 0$ и имеет поток энергии, направленный от пучка к периферии: $\mathrm{Re}\,\varkappa_5 > 0$. Используя асимптотическое представление функции $\varphi(u)$, из (6) получим, что на больших длинах пространства взаимодействия: $Z \gg 1$ ($\tilde{Z} \gg \sqrt{X}$) структура излучаемого поля определяется возбуждением локализованной моды: $a(\tilde{Z}, X) \xrightarrow{\tilde{Z} \gg 1} 2 a_0 f_5 e^{-i\varkappa_5 |X| + i\Gamma_5 \tilde{Z}}$.

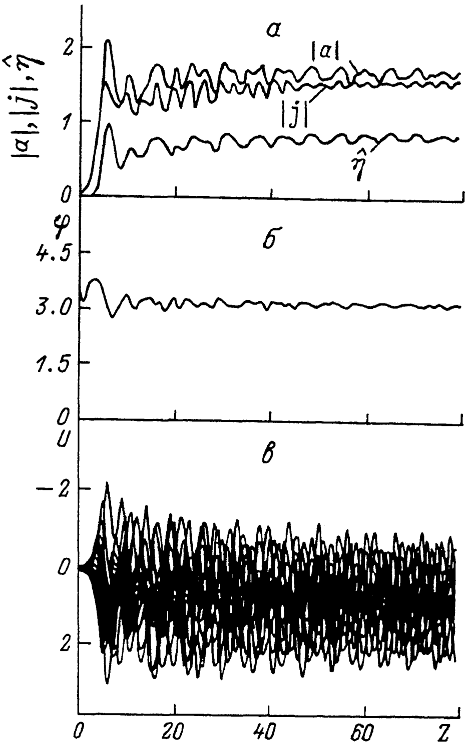

Рис. 2. Зависимость от продольной координаты. а – амплитуды действующего на электроны поля $|a|\big|_{x=0}$, амплитуды ВЧ тока $|j|$, приведенного КПД $\hat{\eta}$, б – разностной фазы φ, в – относительных потерь энергии частиц $u = \partial\theta/\partial z + \Delta$; $\Delta = 0$.

Численное моделирование исходной системы уравнений (1), (2) подтверждает сделанный вывод. При произвольном малом начальном возмущении в области линейного усиления на достаточном удалении от входного сечения (на рис. 1 в области $2 < z < 6$) структура излучаемого поля близка к структуре собственной локализованной моды и реализуется режим канализации излучения электронным потоком. Канализация обусловлена тем, что реактивная часть эффективной диэлектрической восприимчивости электронного потока: $\chi_{ef} = -\dfrac{1}{(r-\Delta)^2}$ положительна ($\chi'_{ef} > 0$). Ввиду наличия активной части восприимчивости $\chi''_{ef} < 0$ имеет место частичное вытекание электромагнитной энергии из электронного канала ($Re\,\varkappa > 0$). Это вытекание приводит к тому, что в области, где начинают играть

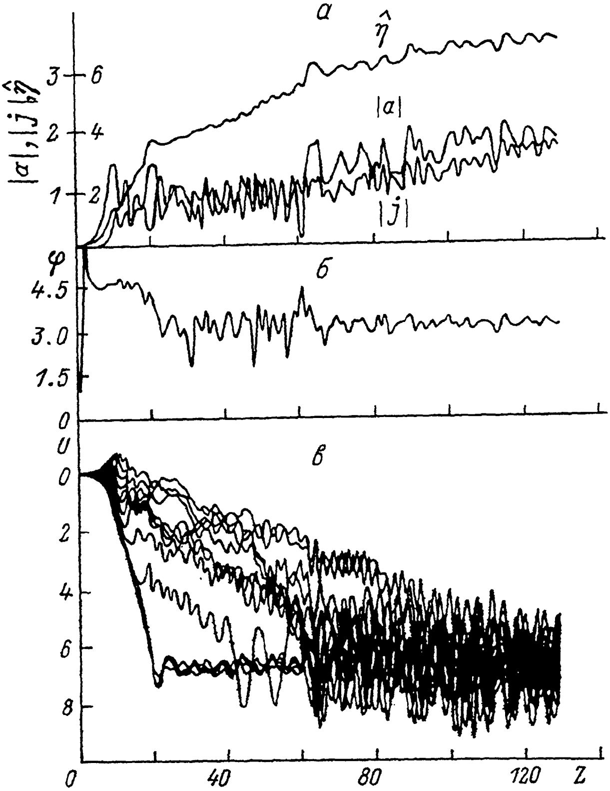

Рис. 3. То же, что на рис. 2, $\Delta = 6$.

роль эффекты насыщения и амплитуда поля в приосевой зоне стабилизируется (см. рис. 2,а), возникает расширение поперечного размера волнового пучка (на периферию приходят лучи, испущенные электронами в предшествующих сечениях). На нелинейной стадии существует достаточно протяженная область дифракционного излучения энергии электронного потока во внешнее пространство.

На конечном участке (на рис. 1, $z > 40$) взаимодействие электронов с волновым пучком приобретает чисто реактивный характер: устанавливается стационарное состояние, когда захваченные волной электроны создают ВЧ ток, амплитуда которого вследствие сильного перемешивания частиц внутри фазового объема, ограниченного сепаратрисой, постоянна, а фаза тока по отношению к фазе поля близка к π, т.е. энергообмен отсутствует (см. (4)). При этом небольшая часть излученной энергии благодаря эффекту полного внутреннего отражения ($\varkappa'_{ef} > 0$, $\varkappa''_{ef} \simeq 0$) продолжает канализироваться электронным потоком, образуя солитоноподобную волну.

Важно отметить, что в отличие от систем с заданной поперечной структурой поля [5] при излучении в свободное пространство имеет место неограниченный (в рамках сделанных при выводе уравнения (2) предположений) рост КПД с увеличением параметра начального рассинхронизма Δ (ср. рис. 2 и 3). Рост КПД обусловлен эффектом стохастического торможения частиц (ср. с [6]), поскольку излучаемое в свободное пространство поле представляет собой пакет волн (см. спектр поля рис. 1,б), распространяющихся под различными углами ψ, которым соответствуют разные скорости синхронных с электронами комбинационных волн: $V_c=\omega/(h_u+\omega/c\cos\psi)$. Фазы этих волн по существу случайны (динамический хаос [7]). Электроны, тормозясь, последовательно взаимодействуют с различными компонентами комбинационного поля, пока средняя скорость всех частиц (см. рис. 2,в, 3,в) не сравняется (с учетом электронной перестройки) с фазовой скоростью V_c^o наиболее медленной компоненты, которую образует волна, излучающаяся вдоль оси $z: \psi\to 0$. По этой причине потери энергии частиц оказываются тем выше, чем сильнее их начальная скорость $V_{\parallel}^o$ превышает V_c^o, т.е. чем больше параметр Δ.

Авторы признательны Н.Ф. Ковалеву и М.И. Петелину за полезные обсуждения.

Литература

[1] Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып. 2. ИПФ АН СССР, Горький, 1981, с. 62.

[2] Sharlemann E.T., Sessler A.M., Wurtele J.S. – Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N 17, p. 1925–1929.

[3] Черепенин В.А. В кн.: Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М.: МГУ, 1987, с. 76.

[4] Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. – Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 5, с. 234–237.

[5] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. – ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 3, с. 930–943.

[6] Гинзбург Н.С. – Письма в ЖТФ, 1984, т. 16, № 10, с. 584–588.

[7] Рюэль Д., Такенс Ф. В кн.: Странные аттракторы. Пер. с англ. М.: Мир, 1981, с. 116.

Институт прикладной физики
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.