

09; 10

© 1990

ИНДУЦИРОВАННОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ЛЕНТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ
В ОДНОРОДНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕН.С. Гинзбург, Н.Ф. Ковалев,
А.С. Сергеев

1. Исследование индуцированного излучения электронных пучков в системах, не обладающих резонансными или волноведущими свойствами, представляет значительный практический интерес и в первую очередь как один из перспективных путей повышения мощности и частоты источников когерентного электромагнитного излучения [1-6]. В таких системах самосогласованная структура поля излучения формируется самим электронным пучком и в силу этого условия синхронного взаимодействия поддерживаются автоматически в широком диапазоне изменений энергий электронов, что открывает новые возможности повышения эффективности энергообмена. Черенковское излучение (линейная теория) в отсутствие волноведущих систем было рассмотрено в [7, 8] для достаточно широких электронных потоков. В то же время для интересных с практической точки зрения тонких ленточных потоков индуцированное излучение в таких условиях или считалось невозможным [8], или рассматривались не самосогласованные процессы с заданным ВЧ током [6].

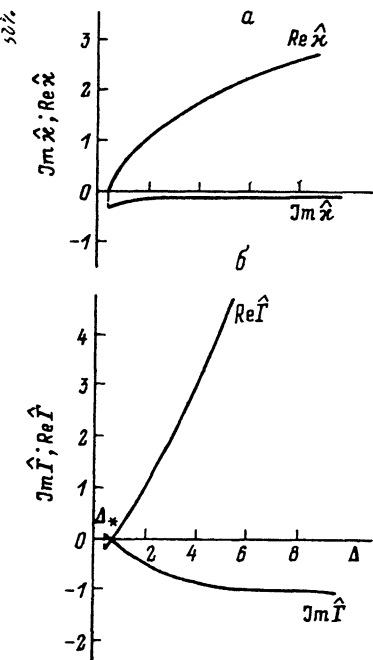
2. В настоящем сообщении рассмотрено индуцированное черенковское излучение ленточного потока релятивистских электронов, движущихся прямолинейно со сверхсветовой поступательной скоростью $v_{||} = \beta_{||}c$ в диэлектрической среде с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon}$. Излучаемое поле представляет собой ТМ волну с компонентами $E_{x,z}$, $H_y = \text{Re} [\hat{E}_{x,z}(x), \hat{H}_y(x) e^{i(\omega t - kz)}]$. Для получения дисперсионного уравнения, описывающего собственные волны системы, учтем, что на электронном потоке (сечение $x=0$) должна быть непрерывна E_z компонента электрического поля и испытывать разрыв тангенциальная компонента магнитного поля: $\{\hat{H}_y\}_{x=0} = 4\pi/c j$.

Принимая во внимание соотношение между компонентами поля $\hat{H}_y = -x/\kappa \epsilon \hat{E}_z \text{sign} x$, где $x = \sqrt{k^2 n^2 - h^2}$ - поперечное волновое число и учитывая, что поверхностная плотность ВЧ-тока $j = -\frac{i\omega\omega_b^2 \hat{E}_z}{4\pi(\omega - hv_{||})^2}$,

приходим к дисперсионному уравнению

$$(\omega - hv_{||})^2 = i x / 2\epsilon \omega_b^2, \quad (1)$$

Рис. 1. Зависимость от параметра расстройки синхронизма действительных и мнимых частей а) поперечных и б) продольных волновых чисел усиливающейся локализованной моды ($S = 4$).



где $\omega_b^2 = 4\pi e^2 \epsilon_0 / m \gamma^3$, ϵ_0 - невозмущенная поверхностная плотность пучка, $\gamma = (1 - \beta_{II}^2)^{-1/2}$ - релятивистский масс-фактор, $k = \omega/c$. В случае, когда излучаемые волны распространяются под малыми углами к оси системы: $h = hk(1 - \Gamma)$, $x = nk\sqrt{2\Gamma}$, где $|\Gamma| \ll 1$, уравнение (1) преобразуется к виду (ср. с [3, 4])

$$(\Delta - \hat{\Gamma})^2 = i\sqrt{\hat{\Gamma}} \quad \text{или} \quad (\Delta - \hat{x}^2)^2 = i\hat{x}, \quad (2)$$

где $\hat{\Gamma} = \Gamma/G$, $\hat{x} = x/\sqrt{2G}$, $\Delta = (n_2\beta_{II} - 1)/G$,

$G = \left(\frac{\omega_b^2}{\sqrt{2}\omega c n} \right)^{2/3} \ll 1$. Анализ (2) показывает, что среди 4-х нормальных волн системы, усиливающаяся ($\text{Im} \hat{\Gamma} < 0$) локализованная ($\text{Im} \hat{x} < 0$) волна с потоком электромагнитной энергии, направленным от пучка ($\text{Re} \hat{x} > 0$) существует при $\Delta > \Delta_* = 0.38$. Зависимость поперечных и продольных волновых чисел этой волны от параметра Δ показана на рис. 1.

При $\Delta \gg 1$ асимптотическое представление для этих величин дается соотношениями

$$\hat{x} = \Delta^{1/2} - \sqrt{2}(1+i)/\Delta^{1/4}, \quad \hat{\Gamma} = \Delta - (1+i)\Delta^{1/4}/\sqrt{2}. \quad (3)$$

Согласно (3), имеет место монотонный рост инкремента $|\text{Im} h| =$

$$= \left(\frac{\omega_b^2 \omega n}{c^3} \right)^{1/2} \frac{(n_2\beta_{II} - 1)^{1/4}}{\Delta^{3/4}}$$

с увеличением параметра Δ ¹. Это обусловлено тем, что по мере увеличения Δ растет угол $\psi \approx \text{Re} \hat{x}/k = \sqrt{2G\Delta}$,

¹ При учете конечной толщины пучка величина инкремента будет ограничена [7].

под которым излучается волна, так чтобы поддерживалось условие синхронизма $V_{||} \approx V_{cp} = c/n(1 - \text{Re} \Gamma)$. Соответственно возрастает возмущающая, на электроны продольная компонента электрического поля $|\vec{E}_z / E_x| \sim |\kappa / k|$.

3. При рассмотрении полубезграничных эволюционных задач (как линейных, так и нелинейных) для описания электромагнитного поля при $|\kappa / k| \ll 1$ удобно использовать уравнение параболического типа. В предположении, что относительные изменения энергии электронов малы ($|\omega| \ll 1$, $\omega = 1 - \delta / \beta_0$), соответствующая самоогласованная система уравнений может быть приведена к виду (ср. с [5])²

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial X^2} + \frac{\partial a}{\partial Z} = ai \frac{\partial j}{\partial Z} S(X), \quad j = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_0 / \theta_0},$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = -R e(a e^{i\theta}), \quad (4)$$

$$a|_{Z=0} = a_0(X), \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 + r_1 \cos \theta_0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z}|_{Z=0} = -\Delta + r_2 \cos \theta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (5)$$

Здесь $Z = nkzG$, $X = nkx\sqrt{2G}$, $a = eA/mc\omega\gamma_0^2\beta_{||}G^2$, $\theta = \omega(t - \frac{nz}{c})$ - фаза электрона относительно волны, $r_{1,2}$ - параметры, задающие начальную модуляцию пучка, $S(X)$ - дельта функция. Из (4), (5) вытекает закон сохранения энергии

$$\frac{dP}{dZ} = 8 \frac{d\hat{P}}{dZ} = -4 \text{Re}(a|_{x=0} j^*), \quad (6)$$

где $P = \int_{-\infty}^{\infty} (e_x h_y^*) dX$ - нормированный продольный поток электромагнитной энергии,

$$h_y; e_x = \frac{\sqrt{a} e}{m(\omega\gamma_0^2 G^{3/2})} (H_y j; nE_x) = j + i \int_0^X a dX -$$

безразмерные амплитуды поперечных компонент поля, $\hat{P} = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} u d\theta_0$ - приведенный КПД (полный КПД: $\hat{P} = \frac{G\beta_0^2\beta_{||}^2}{1-\beta_0^2} \hat{P}$), $\kappa = \omega/G\beta_0^2\beta_{||}^2 = \frac{\partial\theta}{\partial Z} + \Delta$.

В приближении малого сигнала, линеаризуя уравнение движения, для амплитуды ВЧ тока пучка получим

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} - i\Delta\right)^2 j = ia, \quad j|_{Z=0} = j_0, \quad \frac{\partial j}{\partial Z}|_{Z=0} = j'_0. \quad (7)$$

² Обратим внимание, что параболическое уравнение (4) записано не для поперечной (как это принято в квазиоптике), а для продольной компоненты поля: $E_z = \text{Re}[A(x, z) \exp[i\omega(t - nz/c)]]$.

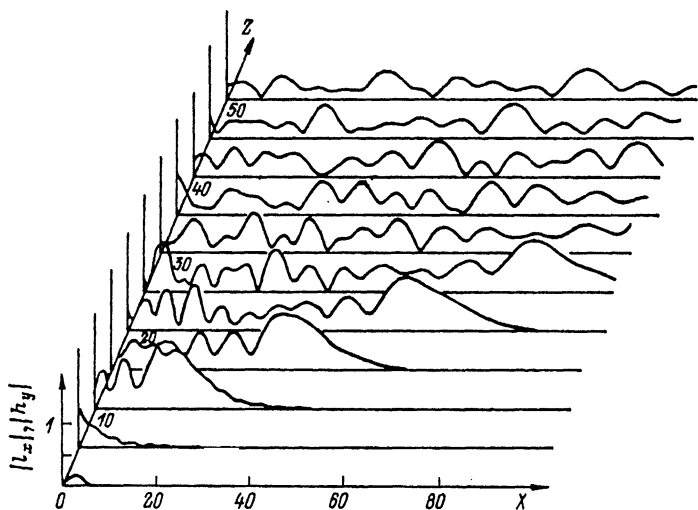


Рис. 2. Эволюция а) профиля волнового пучка, б) углового спектра; $\Delta = 5$.

Считая, что начальные возмущения заданы в виде модуляции плотности пучка ($Q_0 = 0, j_0' = 0$), решая уравнения (4), (7) с помощью преобразований Лапласа, для излучаемого поля получим (ср. с [4])

$$a(x, Z) = i j_0 \Delta \sum_{s=1}^4 f_s e^{-i \hat{\alpha}_s |x| + i \hat{\Gamma}_s Z} \left[1 - \Phi \left(\frac{\sqrt{i} |x|}{2 \sqrt{Z}} - \hat{\alpha}_s \sqrt{i Z} \right) \right], \quad (8)$$

где $f_s = [1 + 4 i \hat{\alpha}_s (\Delta - \hat{\alpha}_s^2)]^{-1}$, $\Phi(u)$ - интеграл вероятности, $\hat{\alpha}_s, \hat{\Gamma}_s$ - корни уравнения (2). Согласно (8), на большом удалении от входного сечения $Z \gg 1$ структура излучаемого поля при $\Delta > \Delta_*$ определяется возбуждением усиливающейся локализованной собственной волны $s = 4$:

$$a(x, Z) \rightarrow 2 j_0 \Delta f_4 e^{-i \hat{\alpha}_4 |x| + i \hat{\Gamma}_4 Z}.$$

Численное моделирование полных уравнений (4), (6) подтверждает, что при $\Delta > \Delta_*$ на стадии линейного усиления независимо от начальных условий на достаточном удалении от входного сечения (на рис. 2, а $Z \sim 5$) устанавливается структура поля, близкая к нарастающей локализованной моде. На нелинейной стадии ($Z > 5$) возникает расширение волнового пучка и постепенное высвечивание электромагнитной энергии на бесконечность. При этом, если на ли-

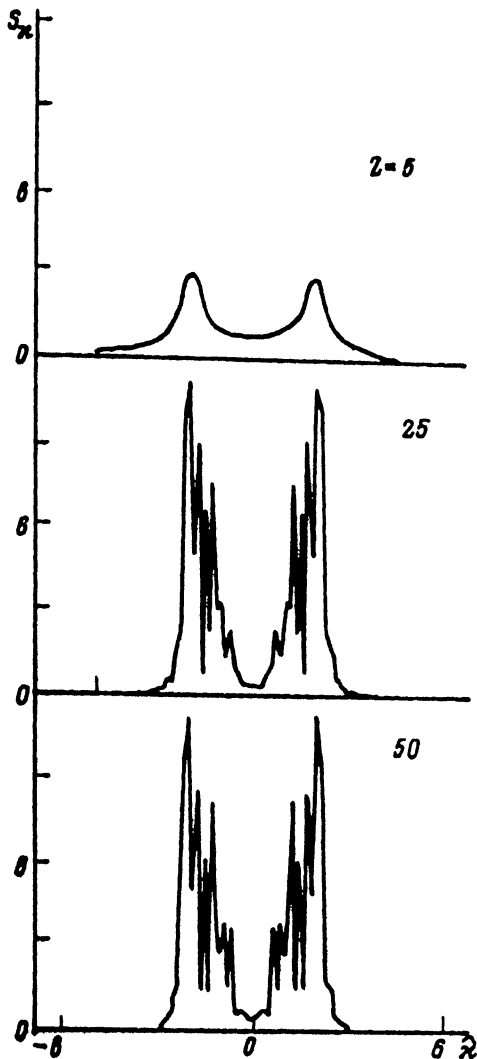


Рис. 2 (продолжение).

нейной стадии в угловом спектре излучения ($S_{\omega}^A = \frac{1}{\sqrt{x}} \int_{-\infty}^{\infty} e_x \exp(-i\hat{x}\lambda) d\lambda$) спектральные максимумы ($|\hat{x}| \approx \sqrt{\Delta}$) соответствуют волнам, фазовые скорости которых $V_p = c/n \cos \psi$ близки к невозмущенной поступательной скорости электронов, то на нелинейной стадии, по мере торможения электронов, происходит заполнение спектра волнами, излучающимися под меньшими углами к оси Z и обладающими меньшими

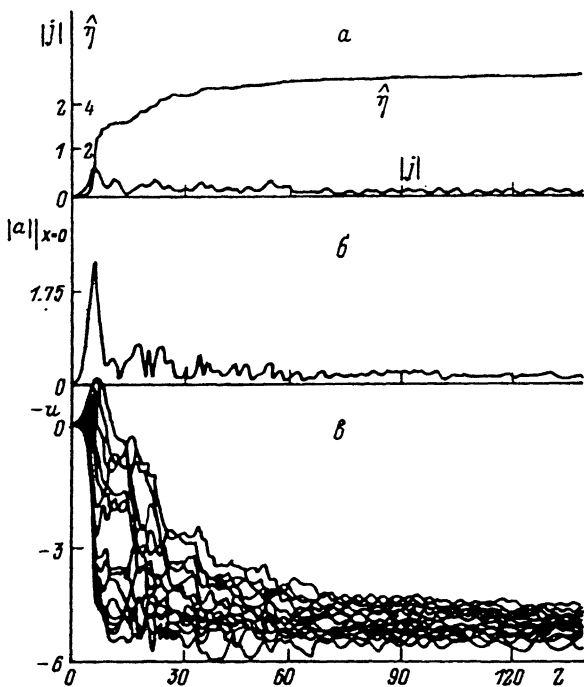


Рис. 3. Зависимость от продольной координаты Z ; а - приведенного КПД $\hat{\eta}$ и амплитуды ВЧ тока $|j|$, б - амплитуды действующего на электроны поля $|a||_{x=0}$, в - относительных потерь энергии электронов u ; $\Delta = 5$.

фазовыми скоростями (рис. 2, б). В результате реализуется самоподдерживающийся механизм стохастического торможения частиц, который заканчивается, когда средняя (по ансамблю) скорость частиц сравнивается с фазовой скоростью $v_{cp}^{min} = c/n$ наиболее медленной волны, распространяющейся вдоль оси: $\psi \rightarrow 0$ (рис. 3). По этой причине КПД оказывается тем выше, чем сильнее начальная поступательная скорость частиц $v_{||}$ превосходит v_{cp}^{min} то есть чем больше параметр Δ . Монотонный рост КПД с увеличением параметра Δ позволяет обеспечить эффективность энергообмена, существенно превосходящую имеющую место в традиционных черенковских источниках [8] с фиксированной поперечной структурой поля.

- [1] К о в а л е в Н.Ф., П е т е л и н М.И. Релятивистская высокочастотная электроника. М.: ИПФ АН СССР, Горький. 1981. В. 2. С. 62.
- [2] M a n g C.M., S p r a n g l e P. // Free - Electron Generators of Coherent Radiation, Phys. of Quant. Electr. 1982. V. 9. P. 627.
- [3] Г и н з б у р г Н.С., К о в а л е в Н.Ф. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 5. С. 234-237.
- [4] Г и н з б у р г Н.С., С е р г е е в А.С. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 3. С. 126-134.
- [5] Г и н з б у р г Н.С., С е р г е е в А.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 20. С. 1844-1849.
- [6] Б у г а е в С.П., К а н а в е ц В.И., К л и м о в А.И. и др. Релятивистская высокочастотная электроника. М.: ИПФ АН СССР, Горький. 1988. В. 5. С. 78.
- [7] П а л о ч И., О л и н е р А. Квазиоптика. М.: Мир, 1966. 167 с.
- [8] В а й н ш т е й н Л.А., С о л н ц е в В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 339 с.

Институт прикладной физики
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию
7 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

04

© 1990

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА РЕАКТИВНОГО МАГНЕТРОННОГО НАПЫЛЕНИЯ ПЛЕНОК NbN

Я. Б и д з и н ь с к и, Е. К. Г о л ь м а н,
А. Г. З а й ц е в

Примером реализации процесса реактивного магнетронного распыления может служить получение сверхпроводящих тонких пленок нитрида ниобия [1, 2]. Основными параметрами разряда в системе магнетронного распыления, определяющими свойства осаждаемых покрытий, являются, в данном случае, ток разряда (I), давление рабочего газа (P) и его состав, характеризуемый отношением парциальных давлений аргона и азота. Поиск оптимальных условий осаждения пленок сводится к последовательному перебору комбинаций указанных параметров.

Цель настоящей работы – представить результаты исследования, показывающие, что при практически произвольном задании любых