

01;07;10

Усиление монохроматического коротковолнового излучения в процессе стохастического торможения релятивистского электронного потока в поле некогерентной накачки

© Я.Л. Богомолов, Н.С. Гинзбург, Е.Р. Голубятникова

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 5 марта 1996 г.)

Предложено использовать некогерентную многоволновую накачку или случайно-переменные магнито-статические поля (стохастические ондуляторы) для повышения эффективности трансформации энергии в лазерах на свободных электронах, основанных на вынужденном рассеянии волн и вынужденном ондуляторном излучении релятивистских электронных пучков. В рамках квазилинейного приближения показано, что при монохроматической сигнальной волне за счет обогащения спектра синхронных с электронным пучком комбинационных волн и реализации механизма стохастического торможения частиц электронный КПД растет пропорционально ширине спектра накачки. В то же время КПД практически не зависит от дисперсии параметров пучка, что делает перспективным использование рассмотренного метода для повышения эффективности лазеров на свободных электронах, запитываемых высокоэнергетическими релятивистскими электронными пучками.

Введение

В работах [1,2] было предложено использовать когерентную накачку для нагрева плазмы в процессе вынужденного рассеяния. В этом случае приращение температуры электронной компоненты пропорционально ширине спектра рассеянного некогерентного излучения. В данной работе (см. также [3]) исследуется ситуация в известном смысле противоположная рассмотренной в [1,2], а именно для эффективного усиления высокочастотного монохроматического излучения предлагается использовать низкочастотную некогерентную накачку, испытывающую встречное рассеяние на релятивистском электронном пучке (РЭП) в условиях обратного комптон-эффекта. Достоинством некогерентной накачки по сравнению с традиционной для подобных систем (называемых комптоновскими лазерами или лазерами на свободных электронах (ЛСЭ) [4–7]) монохроматической накачкой является расширение спектра синхронных с электронным потоком комбинационных волн и, как следствие, реализация механизма диффузионного стохастического торможения частиц пучка. В результате эффективность трансформации энергии пучка в энергию коротковолнового рассеянного излучения оказывается пропорциональна ширине спектра накачки и может существенно превышать значения, реализуемые в случае монохроматической накачки. При этом принципиально важно, что эффективность трансформации практически не зависит от ширины функции распределения электронов по поступательным скоростям. Некритичность к дисперсии параметров делает актуальным использование некогерентной накачки прежде всего для ЛСЭ, в качестве источников питания которых используются высокоэнергетические РЭП, формируемые с помощью взрывоэмиссионных катодов. Обладая значительными мощностями и плотностями токов, такие пучки имеют большую

дисперсию параметров, что, как правило, препятствует их использованию для эффективной генерации коротковолнового излучения.

Стоит также обратить внимание на следующий аспект проблемы. Хорошо известно (см., например, [4,5]), что с точностью до эффектов, связанных с истощением накачки, физические процессы в ЛСЭ, основанных на вынужденном рассеянии волн и вынужденном ондуляторном излучении, идентичны, поскольку в сопровождающей системе отсчета релятивистский электрон воспринимает периодическое магнитное (ондуляторное) поле как электромагнитную волну накачки. Развивая эту аналогию, приходим к выводу, что в случае ондуляторного излучения аналогом некогерентной накачки может служить случайно-периодическое магнитное поле, использование которого имеет отмеченные выше преимущества¹

В настоящей работе для описания усиления монохроматической волны в процессе рассеяния на РЭП некогерентной накачки использовано квазилинейное приближение. С помощью численного моделирования определены характерные длины пространства взаимодействия, на которых развивается процесс стохастического торможения электронов и реализуется достаточно высокая (до 20%) эффективность трансформации энергии РЭП в энергию коротковолнового (в частности, субмиллиметрового) излучения.

¹ В настоящее время наиболее разработанным методом повышения эффективности ЛСЭ является использование режима синхронного адиабатического торможения (режима обращенного ускорителя), когда электроны захватываются синхронной комбинационной волной, фазовая скорость которой затем медленно (по сравнению с периодом фазовых колебаний частиц) уменьшается за счет изменения периода ондуляторного поля [5–7]. Однако достаточно полный захват частиц может быть реализован только для пучков, обладающих малой (в масштабе амплитуды комбинационной волны) дисперсией параметров. Поэтому такой метод мало привлекателен для высокоэнергетических РЭП.

Основные уравнения

Пусть монохроматическая сигнальная волна, распространяющаяся попутно электронному потоку, задана вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}_s = \text{Re} [\mathbf{x}_0 A_s(z) \exp(i(\omega_s t - k_s z))].$$

В исследуемой усилительной схеме частота этой волны задается внешним источником. Поле накачки представляет собой набор дискретных линий с некоррелированными между собой фазами

$$\mathbf{A}_i = \text{Re} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{x}_0 A_{in}(z) \exp(i(\omega_{in} t + k_{in} z)) \right],$$

причем расстояние между отдельными гармониками δk_i много меньше полной ширины пакета Δk_i . Усредненное движение релятивистских электронов в полях сигнала и накачки может быть описано с помощью кинетического уравнения для одномерной функции распределения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_z \frac{\partial f}{\partial z} + F_z \frac{\partial f}{\partial p_z} = 0, \quad (1)$$

где

$$F_z = -\frac{e^2}{2\varepsilon} \text{Re} \left[\sum_{n=0}^{\infty} i k_{cn} A_s A_{in}^*(z) \exp(i(\omega_{cn} t - k_{cn} z)) \right] \quad (2)$$

— пондеромоторная сила; $k_{cn} = k_s + k_{in}$, $\omega_{cn} = \omega_s - \omega_{in}$ — волновые числа и частоты ансамбля комбинационных волн; $p_z = mv_z \gamma$, $\varepsilon = mc^2 \gamma$ — продольный импульс и энергия электронов.²

После традиционного для квазилинейного приближения [9–11] усреднения по ансамблю комбинационных волн уравнение для медленно меняющейся функции распределения $f(z, p)$ приобретает вид

$$v_z \frac{\partial \bar{f}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial p_z} \left(D(z, p_z) \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_z} \right), \quad \bar{f}|_{z=0} = \bar{f}^0(p_z) \quad (3)$$

с коэффициентом диффузии

$$D = \frac{8\pi^3 e^4 c^2 k_s^2 I_s I_i}{\omega_s^2 \omega_i^2 (v_z + c) \varepsilon^2} \Big|_{k_i = k_s(c - v_z)/(c + v_z)}.$$

Здесь $\bar{f}^0(p_z)$ — начальная функция распределения электронов по продольным импульсам, $I_s = |A_s|^2 \omega_s^2 / 8\pi c$ — интенсивность сигнальной волны, $I_i = |A_i|^2 \omega_i^2 / 8\pi c \delta k$ —

² Заметим, что в исследуемом кинетическом режиме взаимодействия пренебрегается воздействием полей высокочастотного пространственного заряда, поскольку для пучков с большой дисперсией параметров, когда выполняется условие $\Delta v_z / v_z \gg \omega_{p\parallel} / \omega_s$ (Δv_z — дисперсия поступательных скоростей электронов, $\omega_{p\parallel}$ — продольная плазменная частота), такие поля не оказывают влияния на величину инкрементов (см., например, [8]).

спектральная интенсивность накачки. Изменения этих величин описываются уравнениями

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\pi^2 e^2 \omega_p^2}{mc^5} \frac{I_s}{k_s} \int_0^{\infty} \frac{I_i}{\omega_i^2} \left(\varepsilon \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_z} \right) \Big|_{v_z=v_c} dk_i, \quad I_s|_{z=0} = I_s^0, \quad (4)$$

$$\frac{dI_i}{dz} = \frac{\pi^2 e^2 \omega_p^2}{mc^5} \cdot \frac{I_i}{k_i} \frac{I_s}{\omega_s^2} \left(\varepsilon \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_z} \right) \Big|_{v_z=v_c}, \quad I_i|_{z=L} = I_i^0, \quad (5)$$

где $v_c = \omega_c / k_c$ — фазовые скорости комбинационных волн, $\omega_p = (4\pi e^2 N_0 / m)^{1/2}$ — плазменная частота, N_0 — плотность электронного потока, L — длина области рассеяния.

Система уравнений (3)–(5) имеет интегралы

$$K - I_s + \int_0^{\infty} I_i dk_i = \text{const}, \quad (6)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{I_i dk_i}{k_i} - \frac{I_s}{k_s} = \text{const}, \quad (7)$$

представляющие собой соответственно законы сохранения энергии и числа квантов в процессе рассеяния.

Здесь $K = N_0 \int_0^{\infty} v_z \varepsilon \bar{f} dp_z$ — поток кинетической энергии электронов. Как следует из соотношений (6), (7), при большом преобразовании частоты $\hbar \omega_s \gg \hbar \omega_i$ энергия на излучение черпается в основном из электронного пучка ($\Delta I_s \simeq \Delta K$) и истощением накачки (при достаточно большой ее интенсивности) можно пренебречь. В приближении фиксированной накачки в ультрарелятивистском пределе ($\gamma \gg 1$, $p_z \simeq mc\gamma$) система уравнений (4), (5) после перехода к безразмерным переменным приобретает вид

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\tilde{D} \frac{\partial F}{\partial \gamma} \right), \quad F|_{z=0} = F_0(\gamma), \quad (8)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = \frac{\pi \omega_p^2}{2\omega_s^2} \int_1^{\infty} \tilde{D} \frac{\partial F}{\partial \gamma} d\gamma, \quad P_s|_{z=0} = P_s^0, \quad (9)$$

где $\tilde{D} = 4P_s P_i k_s^2 \gamma^2 / \pi$; $F(\gamma, z) = \bar{f} \cdot mc$ — функция распределения электронов по энергиям; $P_s = I_s \lambda_s^2 / P_*$ — мощность сигнальной волны в абсолютных единицах мощности $P_* = m^2 c^5 / e^2 = 8.7$ ГВт, проходящая через площадь, равную λ_s^2 , $P_i = I_i \lambda_s^2 / P_*$ в той же нормировке спектральная мощность накачки.

Результаты численного моделирования

Начальная функция распределения электронов по энергиям задавалась выражением

$$\hat{F}^0 = \frac{2}{\delta} \cos^2 \left[(u - 1) \frac{\pi}{\delta} \right] \quad (10)$$

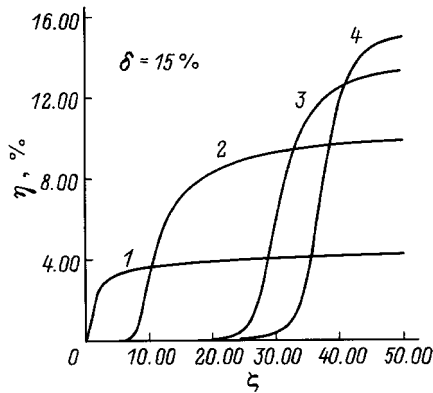


Рис. 1. Зависимость электронного КПД η от длины области рассеяния ζ при начальной дисперсии частиц по энергиям $\delta = 15\%$. Сдвиг между центром спектральной полосы накачки и центром функции распределения частиц $\varepsilon = 1 - u_i$ оптимален; $\sigma, \%$: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40; ε : 1 — 0.07, 2 — 0.15, 3 — 0.22, 4 — 0.28.

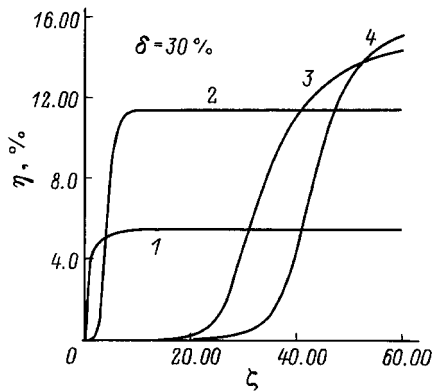


Рис. 2. То же, что на рис. 1, $\delta = 30\%$. $\sigma, \%$: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 50; ε : 1 — 0.1, 2 — 0.23, 3 — 0.3, 4 — 0.36.

в интервале $[-\delta/2, \delta/2]$ в окрестности энергии центральной фракции $\bar{\gamma}$, где $\delta = \Delta\gamma/\bar{\gamma}$ — ширина разброса электронов по энергиям, $u = \gamma/\bar{\gamma}$ — нормированная энергетическая переменная (предполагается $\int_1^\infty Fd\gamma = \int_0^\infty \hat{F}du = 1$).

Спектральное распределение поля накачки аппроксимировалось гауссовой формой линии $I_i = I_i^{\text{tot}} \cdot g(k_i)$, где I_i^{tot} — полная (интегральная) интенсивность накачки,

$$g(k_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta k_i} \exp\left(-\frac{(k_i - \bar{k}_i)^2}{\Delta k_i^2}\right).$$

В используемых безразмерных переменных нормированную функцию, описывающую спектральное распределение поля накачки, перепишем в виде

$$g(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{\left(\frac{u_i^2}{u^2} - 1\right)^2}{\sigma^2}\right],$$

где $\sigma = \Delta k_i/\bar{k}_i$ — ширина спектра накачки, а величина $u_i = \gamma_i/\bar{\gamma}$ ($\gamma_i = \sqrt{k_s/4k_i}$) характеризует центр спектральной полосы поля накачки в пространстве энергии.

Для проведения численного моделирования с учетом закона сохранения энергии (6) уравнения (8), (9) удобно привести к одному уравнению диффузии, содержащему минимальное число независимых параметров,

$$\frac{\partial \hat{F}}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial u} \left((\eta + p_s^0) g(u) u^2 \frac{\partial \hat{F}}{\partial u} \right), \quad (11)$$

где

$$\zeta = \frac{\omega_p^2 \lambda_s \bar{\gamma}}{4\pi c^2} \frac{\lambda_s^2 I_s^{\text{tot}}}{P_*^2} z p_s^0 = \frac{2P_s^0 \omega_s^2}{\pi \omega_p^2 \bar{\gamma}},$$

$$\eta = 1 - \int_0^\infty u \hat{F} du. \quad (12)$$

— электронный КПД, характеризующий эффективность трансформации энергии РЭП в энергию сигнальной волны.

Результаты численного моделирования, представленные на рис. 1, 2, показывают, что при увеличении характерной ширины спектра накачки σ эффективность трансформации энергии возрастет. Например, при относительной ширине спектра накачки 40% максимальный КПД достигает 15%. Вместе с тем увеличение ширины спектра накачки приводит к падению инкрементов и соответственно длина пространства взаимодействия, на которой реализуется максимальный КПД, увеличивается. Важно подчеркнуть, что результаты численного моделирования подтверждают сделанное выше предположение о том, что исследуемый метод повышения КПД в широких пределах не критичен к качеству электронного пучка. Как видно из сравнения рис. 1 и 2, максимальный КПД практически не зависит от параметра δ , характеризующего дисперсию параметров электронного потока. Заметим также, что в режиме стохастического торможения КПД очень мало зависит от интегральной интенсивности накачки и плотности электронного потока. Действительно, насыщение усиления обусловлено образованием плато на функции распределения электронов (рис. 3), ширина

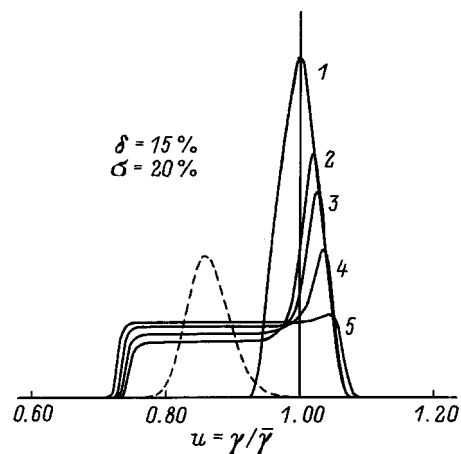


Рис. 3. Эволюция функции распределения электронов. $\delta = 15\%$, $\sigma = 20\%$; ζ : 1 — 0, 2 — 10, 3 — 12, 4 — 18, 5 — 20.

которого, а следовательно, и максимальный КПД определяются шириной спектра накачки, а также расстоянием (в пространстве энергий) между центром линии поля накачки и центром функции распределения частиц. Интенсивность накачки и плотность потока оказывают влияние в основном на инкремент и длину области рассеяния.

Оценим возможности использования рассмотренного механизма для эффективного усиления излучения субмиллиметрового диапазона сильноточным РЭП с плотностью тока $j = 10^4 \text{ А/см}^2$, средней энергией частиц 1.5 МэВ ($\bar{\gamma} = 4$) и дисперсией по энергиям $\delta = 30\%$. В качестве источника некогерентной накачки может в принципе служить релятивистский генератор обратной волны [12], работающий в автомодуляционном стохастическом режиме [13]. Пусть средняя длина волны поля накачки $\lambda_i = 3 \text{ см}$, ширина спектра 20% и интегральная интенсивность поля накачки 2 ГВт. В случае монохроматической накачки такая интенсивность соответствует напряженности электрического поля 0.5 МВ/см. Максимальная напряженность поля накачки выбрана здесь из ограничений, обусловленных развитием ВЧ пробоя.³ Будем считать, что волновод, в котором реализуется процесс рассеяния имеет площадь поперечного сечения, $\sim 3 \text{ см}^2$. В качестве источника входного сигнала с длиной волны $\lambda_s = 0.9 \text{ мм}$ могут быть использованы гиротроны, мощность излучения которых в субмиллиметровом диапазоне достигает 100 кВт [14]. Для рассмотренного примера зависимость эффективности энергоотдачи от продольной координаты показана на рис. 4 (кривая I). На линейной стадии инкремент составляет 0.02 см^{-1} . Максимальный КПД $\sim 5\%$ достигается при длине области рассеяния $\sim 2 \text{ м}$. Коэффициент усиления составит 40 дБ, а выходная мощность излучения 0.8 ГВт.

Как отмечалось выше, аналогичный механизм повышения КПД может быть реализован с помощью стохастических ондуляторов, расстояние между магнитами которых меняется по случайному закону. Ондулятор можно считать стохастическим при выполнении условия

$$\frac{\Delta h_i}{\bar{h}_i} \gg \frac{1}{N},$$

где Δh_i — ширина спектра волновых чисел; $\bar{h}_i = 2\pi/\bar{d}$ — среднее волновое число; $N = L/\bar{d}$ — число характерных периодов ондулятора \bar{d} , укладываемых на полной длине L .

Усиление монохроматической сигнальной волны в ЛСЭ со стохастическим ондулятором описывается уравнениями диффузии, совпадающими с (8), (9). В случае стохастического ондулятора может быть получен более широкий (как по сравнению с СВЧ генераторами, так

³ Заметим, что существует возможность повышения плотности энергии поля накачки (по сравнению со значением на выходе из источника излучения) при использовании в качестве области рассеяния участков волноводов с сечением, близким к критическому, для поля накачки. С этой же целью можно использовать брегговские резонаторы в виде волноводов, боковые стенки которых гофрированы с периодом $\sim \lambda_i/2$.

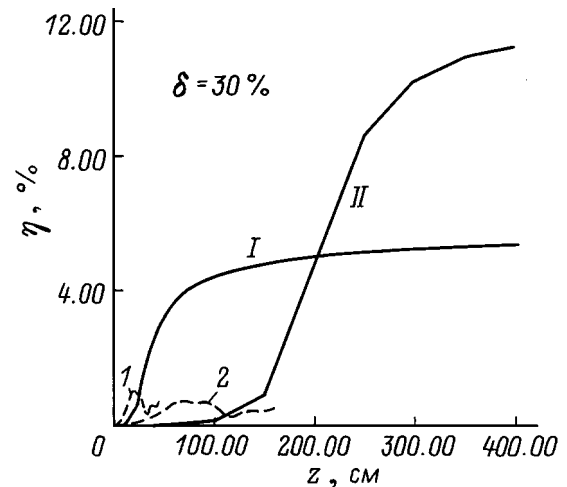


Рис. 4. Сравнение эффективности энергоотдачи электронного потока в случае некогерентной (сплошные кривые) и когерентной накачки (штриховые). Накачка: I, I — волновая; 2, II — ондуляторная.

и оптическими лазерами) спектр волновых чисел поля накачки. Одновременно из-за отсутствия ограничений, связанных с пробелом, может быть увеличена осцилляторная скорость, приобретаемая электронами в поле накачки.

В качестве примера рассмотрим случай усиления излучения с длиной волны $\lambda_s = 0.3 \text{ мм}$ сильноточным РЭП с плотностью тока $j = 10^4 \text{ А/см}^2$ и энергией частиц 4.5 МэВ ($\bar{\gamma} = 10$), проходящего через стохастический ондулятор с характерным периодом $\bar{d} = 3 \text{ см}$, напряженностью магнитного поля 3 кЭ. Площадь поперечного сечения области взаимодействия выберем 0.5 см^2 . В случае разброса электронов по энергиям 30% и ширины спектра продольных волновых чисел поля накачки 30%, зависимость КПД от продольной координаты показана кривой II на рис. 4. Максимальный КПД $\sim 10\%$ реализуется при длине области взаимодействия 3 м. Выходная мощность коротковолнового излучения составит 1.2 ГВт, что при входной мощности 100 кВт соответствует коэффициенту усиления 40 дБ.

В заключение проведем сравнение с результатами моделирования усиления монохроматического излучения размытым по энергиям РЭП, движущимся в поле монохроматической накачки: $\mathbf{A}_i = \text{Re}[x_0 A_i \exp(i(\omega_i t + k_i z))]$. Разделяя пучок на отдельные фракции, отличающиеся начальной энергией частиц γ_ν , опишем процесс усиления с помощью следующей системы уравнений (ср. с [4,5,15])

$$\begin{aligned} \frac{da}{d\xi} &= \int_{-\Psi_{\max}}^{\Psi_{\max}} J_\nu F(\Psi_\nu) d\Psi_\nu, & J_\nu &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\Theta} d\Theta_0, \\ \frac{d\Theta_\nu}{d\xi} &= w_\nu + \Psi_\nu, & \frac{dw_\nu}{d\xi} &= \text{Re}(ae^{i\Theta_\nu}), \\ \Theta_\nu|_{\xi=0} &= \Theta_0 \in [0, 2\pi], & w_\nu|_{\xi=0} &= 0, & a|_{\xi=0} &= a_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь использованы безразмерные обозначения

$$\xi = h_s z C^{-1}, \quad a = \mu \alpha_s \alpha_i C^{-2},$$

$$w_\nu = \frac{\gamma - \gamma_\nu}{\bar{\gamma}} \frac{\mu}{C}, \quad \Psi_\nu = \frac{(\gamma_\nu - \bar{\gamma})}{\bar{\gamma}} \frac{\mu}{C}$$

— расстройка синхронизма для фракции с энергией γ_ν ,

$$C = \left(\frac{\mu}{4} \frac{\omega_p^2}{\omega_s^2 \bar{\gamma}} |\alpha_i|^2 \right)^{1/3}$$

— параметр усиления, $\mu = \bar{\gamma}^2 + \alpha_i^2$ — параметр инерционной группировки, $\alpha_{s,i} = eA_{s,i}/mc^2/\sqrt{2}\bar{\gamma}$. Электронный КПД определяется соотношением

$$\eta = \frac{C}{\mu} \int_{-\Psi_{\max}}^{\Psi_{\max}} \int_0^{2\pi} w_\nu F(\Psi_\nu) d\Theta_0 d\Psi_\nu,$$

где $F(\Psi_\nu) = \Psi_{\max} \cos^2\left(\frac{2\pi}{\Psi_{\max}}\right)$ — функция распределения электронов по начальным расстройкам синхронизма (ср. с (10)), $\Psi_{\max} = \mu\delta/2C$.

Для электронного пучка с такими же характеристиками, что и в первом из рассмотренных выше примеров, в предположении, что поле накачки является монохроматическим с напряженностью 0.5 МВ/см, параметр усиления $C = 7.6 \cdot 10^{-3}$, параметр группировки $\mu = 7.6 \cdot 10^{-2}$ и максимальная расстройка синхронизма $\Psi_{\max} = 3$. Электронный КПД, найденный численным интегрированием уравнений (12), проведен на рис. 4 штриховой кривой 1. Для второго примера эффективность энергообмена в случае регулярного ондулятора с периодом 3 см и напряженностью магнитного поля 3 кЭ ($C = 7.2 \cdot 10^{-4}$, $\mu = 2 \cdot 10^{-2}$, $\Psi_{\max} = 3$) показана на том же рисунке штриховой кривой 2. Сравнение этих кривых с результатами предшествующего анализа позволяют сделать вывод, что для электронного пучка с большой дисперсией параметров (до 30%) использование некогерентной накачки при относительно небольшом уменьшении инкрементов (в рассматриваемых примерах приблизительно в два раза) позволяет по крайней мере на порядок повысить эффективность энергоотдачи.

Авторы благодарны за поддержку Комиссии ЕС-DG III/ESPRIT, проект № ACTCS 9282.

Список литературы

- [1] Литвак А.Г., Трахтенгерц В.Ю. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1702.
- [2] Литвак А.Г., Трахтенгерц В.Ю. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 228.
- [3] Гинзбург Н.С. Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 584.
- [4] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 930.
- [5] Sprangle P., Tang C.M., Manheimer W.M. // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 21. P. 302.
- [6] Lin A.T., Dawson J.M. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1670.
- [7] Kroll N.M., Norton Ph.L., Posenbluth M.N. // Phys. Quant. Electron. / Ed. by Jacobs S.F., Scully M.O. Addison-Wesley, 1980. Vol. 7. P. 113.
- [8] Jerby E., Gover A. IEEE. J. Quant. Electr. 1985. Vol. QE-21. P. 1041.
- [9] Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. Ядерный синтез. Приложение. Ч.2. 1962. 465 с.
- [10] Drumond W.E., Pines P. // Nucl. Fusion Suppl. 1962. Vol. 3. P. 1049.
- [11] Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967.
- [12] Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 232.
- [13] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. С. 1037.
- [14] Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Гиротроны. Г.: ИПФ АН СССР. 1989. С. 55.
- [15] Colson W.B., Pellegrini C. Laser Handbook / Ed. by Colson W.B., Pellegrini C., Reniory A. Amsterdam: North-Holland, 1990. Vol. 6. P. 9.