

01;09;10

Усиление ультракоротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль квазинепрерывных электронных пучков

© В.Р. Барышев,¹ Н.С. Гинзбург,¹ И.В. Зотова,¹ А.С. Сергеев,¹ Р.М. Розенталь,¹ М.И. Яландин²¹Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru²Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 марта 2008 г.)

Исследована специфика усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарных неравновесных электронных потоков с групповой скоростью, отличной от поступательной скорости частиц. Показано, что вследствие постоянной подпитки одного из фронтов импульса электронами, не имеющими начальной модуляции, достигается уровень амплитуды, существенно превышающий уровень насыщения при усилении квазинепрерывных сигналов. Одновременно происходит сокращение эффективной длительности усиливаемого импульса. Рассмотрены случаи черенковского и ондуляторного механизмов взаимодействия. Анализ проведен как в рамках простейшей одномерной модели, основанной на усредненном описании процесса электронно-волнового взаимодействия, так и в рамках прямого численного моделирования на основе кода KARAT с учетом параметров планируемых экспериментов по наблюдению указанного эффекта.

PACS: 84.30.Le, 84.30.Ng, 41.60.Bg, 41.60.-m

Введение

В последнее время достигнут значительный прогресс в генерации ультракоротких электромагнитных импульсов микроволнового диапазона на основе эффектов сверхизлучения (СИ) электронных сгустков [1–7]. Импульсы СИ были получены экспериментально в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн для различных механизмов индуцированного излучения, включая циклотронный, черенковский, ондуляторный, а также в процессе вынужденного рассеяния волны накачки релятивистским электронным сгустком. Указанные импульсы формируются из собственных шумов электронного сгустка в отсутствие внешнего сигнала в результате развития группировки частиц. При этом когерентность излучения обусловлена проскальзыванием волны относительно сгустка [1,2,8]. К настоящему времени на базе эффектов СИ фактически реализован новый класс источников электромагнитного излучения, генерирующих импульсы с уникальными характеристиками: ультракороткой длительностью (до 0.3 ns в миллиметровом и до 1 ns — в сантиметровом диапазоне) и высокой пиковой мощностью (порядка 1 и 3 GW соответственно).

В связи с этим значительный интерес представляют исследования, направленные на увеличение пиковой мощности импульсов СИ, а также на сокращение их эффективной длительности. Для решения указанных задач можно использовать усиление импульсов СИ при их распространении в стационарной активной среде, формируемой неравновесным электронным потоком [9]. При условии, что групповая скорость импульса $V_{gr} = \beta_{gr}c$ от-

лична от поступательной скорости электронов $V_0 = \beta_0c$, один из фронтов импульса распространяется по той части электронного пучка, которая на момент прихода фронта не участвовала в процессе взаимодействия и в которой (с точностью до собственных шумов) отсутствует модуляция по энергии и плотности частиц. В результате на этом фронте происходит эффективный рост амплитуды поля. Данный процесс может ограничиваться только естественной шумовой модуляцией электронного потока, которая развивается по мере увеличения длины пространства взаимодействия. При этом, как было показано в [9], пиковая мощность выходного излучения P_{peak} может превышать мощность электронного пучка P_{beam} , т. е. коэффициент конверсии $K = P_{peak}/P_{beam} > 1$.

Следует отметить, что в настоящее время режимы с $K > 1$ экспериментально реализованы при генерации импульсов СИ, формирующихся при взаимодействии электронных пучков со встречными волнами в периодических замедляющихся структурах [5,6].

Очевидно, что в зависимости от соотношения между скоростями V_{gr} и V_0 эффективное усиление может происходить либо на заднем, либо на переднем фронте входного импульса. На рис. 1, *a* представлена дисперсионная диаграмма, соответствующая черенковскому взаимодействию в волноводе, частично заполненном диэлектриком. В этом случае поступательная скорость электронов превышает групповую скорость волны ($V_0 > V_{gr}$). На рис. 1, *b* процесс усиления проиллюстрирован на плоскости $(z, t - z/V_0)$, где горизонтальными линиями изображены характеристики электронов $t - z/V_0 = \text{const}$, а наклонными — характеристики волны $t - z/V_0 = \text{const} + z/V_{gr}$. Если падающий на систему

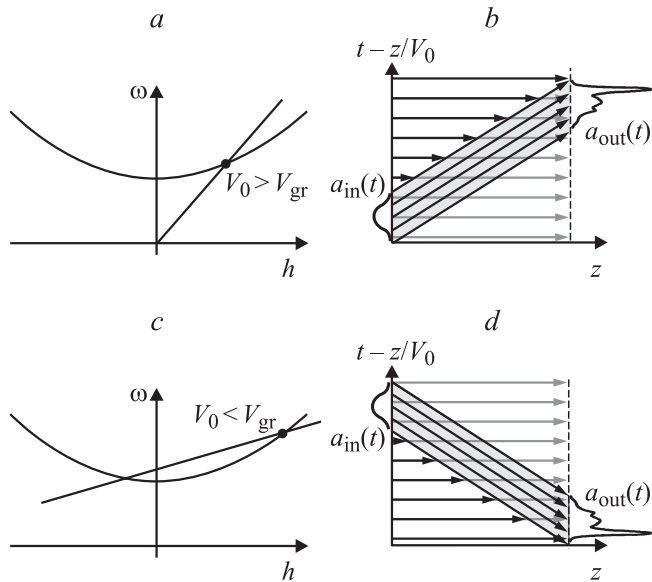


Рис. 1. Диаграммы, иллюстрирующие особенности усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль электронного потока при различном соотношении групповой скорости импульса и поступательной скорости частиц.

электромагнитный импульс ограничен длительностью T , то, как видно из диаграммы, задний фронт импульса $t - z/V_0 = T + z/V_{gr}$ будет по всей длине взаимодействия пересекаться характеристиками электронов, не имеющими в идеальном случае начальной модуляции. В результате на этом фронте будет осуществляться нарастание амплитуды сигнала. В случае ондуляторного или циклотронного механизма взаимодействия (рис. 1, *c*), когда групповая скорость волны превосходит поступательную скорость электронов ($V_0 < V_{gr}$), усиление имеет место на переднем фронте входного импульса (рис. 1, *d*).

В настоящей работе проведено детальное теоретическое исследование особенностей процесса усиления при распространении вдоль квазинепрерывных электронных потоков коротких электромагнитных импульсов, длительность которых Δt меньше или сравнима с временем корреляции [10]

$$\Delta t \leq \Delta t_{\text{corr}} = (\text{Im}\Gamma)^{-1} \left| \frac{1}{V_0} - \frac{1}{V_{gr}} \right|,$$

где $\text{Im}\Gamma = \sqrt{3}kC/2$ — пространственный инкремент неустойчивости, C — параметр усиления (параметр Пирса), $k = \omega/c$. Рассмотрены случаи черенковского и ондуляторного механизмов взаимодействия. Анализ проведен как в рамках простейшей одномерной модели, основанной на усредненном описании электронно-волнового взаимодействия, так и в рамках прямого численного моделирования на основе кода КАРАТ с учетом параметров планируемых экспериментов по наблюдению указанного эффекта.

Усиление короткого электромагнитного импульса при распространении вдоль квазистационарного электронного пучка в волноводе с диэлектрической вставкой

Рассмотрим процесс черенковского усиления коротких электромагнитных импульсов в стационарном электронном потоке при взаимодействии с одной из мод цилиндрического волновода, частично заполненного диэлектриком. Пусть несущая частота входного сигнала ω_s удовлетворяет условию синхронизма

$$\omega_s \approx h_s V_0. \quad (1)$$

где $h_s(\omega_s)$ — продольное волновое число. Представим продольную компоненту электрического поля в виде

$$E_z = \text{Re}\{E_z(\mathbf{r}_\perp)A_s(z, t) \exp(i\omega_s t - ih_s z)\}, \quad (2)$$

где $E_z(\mathbf{r}_\perp)$ — поперечное распределение поля, совпадающее с одной из волновых мод, $A_s(z, t)$ — медленно меняющаяся во времени и по продольной координате комплексная амплитуда поля. Тогда в приближении малого изменения скорости электронов процесс усиления электромагнитных импульсов электронным потоком в условиях синхронизма (1) может быть описан с помощью системы уравнений [5,6]:

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right] a = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta] d\theta_0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \left[1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right]^{3/2} \text{Re}(a \exp[i\theta]),$$

$$a|_{Z=0} = a_0(\tau), \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} \Big|_{Z=0} = \Delta.$$

Здесь $Z = Cz\omega_s/V_0$, $\tau = C\omega_s(t - z/V_0)(1/\beta_{gr} - 1/\beta_0)^{-1}$, $a = eAE_z^s(R_0)/m\omega_s\gamma_0^3 V_0 C^2$ — нормированная амплитуда волны (R_0 — радиус инжекции), $\theta = \omega_s t - h_s z$ — фаза электронов относительно волны, $\nu = 2C\gamma_0^2$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $\Delta = C^{-1}(\beta_0/\beta_{ph} - 1)$ — параметр расстройки, $V_{ph} = \omega_s/h_s = \beta_{ph}c$ — фазовая скорость волны. В использованных переменных относительное изменение энергии частиц выражается соотношением $u = \partial\theta/\partial z - \Delta$. Параметр усиления C , в общем случае пропорциональный току пучка I и импедансу связи электронов с волной, при взаимодействии с волной TM_{01} круглого волновода с диэлектрической вставкой может быть представлен в виде [3]

$$C = \left(\frac{eI_b}{m\omega_s^2\gamma_0^3} \frac{p^4 I_0^2(pR_0)}{N_s} \right)^{1/3},$$

где I_b — ток пучка, N_s — норма указанной моды (см., например, [3]), R — радиус волновода, d — толщина

диэлектрической вставки с диэлектрической проницаемостью ε , $g = \sqrt{k^2\varepsilon - h_s^2}$ и $p = \sqrt{h_s^2 - k^2}$ — поперечные волновые числа в диэлектрике и вакууме соответственно, $k = \omega_s/c$, I_n — модифицированная функция Бесселя. Функция $a_0(\tau)$ задает форму электромагнитного импульса на входе в пространство взаимодействия.

На рис. 2, *a* представлено полученное в результате численного моделирования системы уравнений (3) пространственно-временное распределение амплитуды высокочастотного поля при подаче на систему короткого импульса СИ с огибающей, задаваемой функцией $a_0(\tau) = a_{in} \sin^2(\pi\tau/T)$, где a_{in} — амплитуда входного импульса, T — его длительность. Моделировался случай, когда частота падающего сигнала совпадала с частотой точного синхронизма ($\Delta = 0$). Видно, что в процессе взаимодействия на заднем фронте импульса происходит существенно более быстрое нарастание амплитуды поля, чем в его центральной части, где рост амплитуды ограничивается захватом электронов волной, характерным для усиления стационарных сигналов. В то же время задний фронт электромагнитного импульса постоянно подпитывается „свежими“ электронами, догоняющими этот фронт, в результате чего механизмы насыщения роста амплитуды здесь выражены значительно слабее. При этом, поскольку усиление в основном происходит в области фронта импульса, одновременно с ростом амплитуды имеет место существенное укорочение эффективной длительности усиливаемого сигнала.

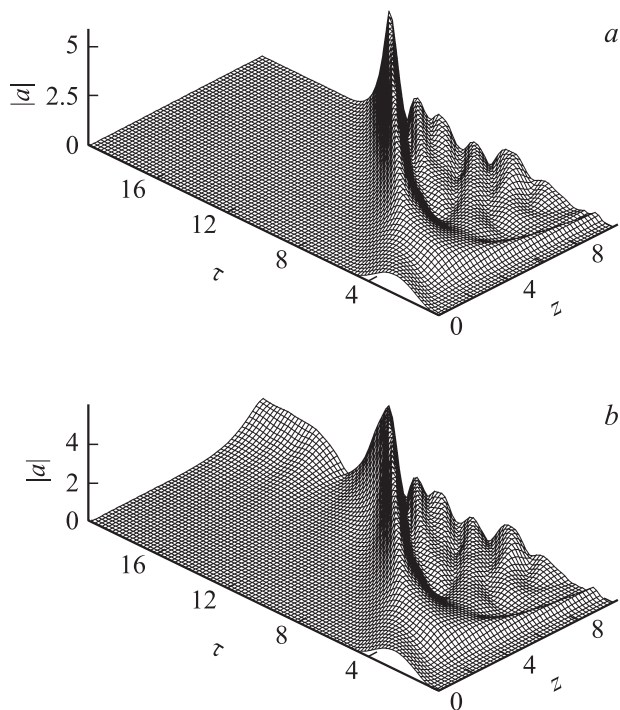


Рис. 2. Пространственно-временная эволюция амплитуды импульса: *a* — при распространении в идеальном, не имеющем шумовой модуляции, электронном потоке, *b* — то же при наличии шумовой модуляции ($r = 0.01$); $L = 10$, $T = 5$, $a_{in} = 1$.

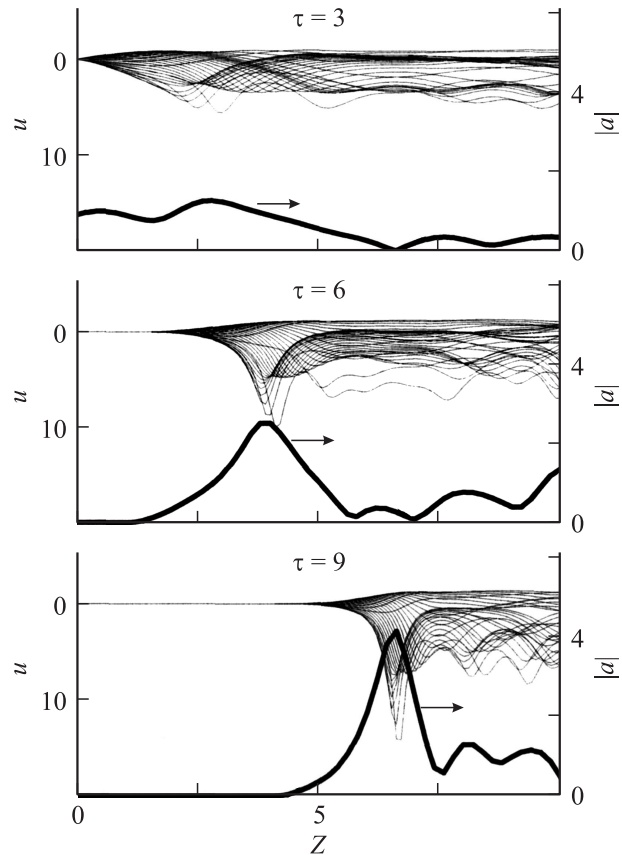


Рис. 3. Зависимость относительного изменения энергии частиц u и для фракций электронного пучка, инжектируемых в пространство взаимодействия в последовательные моменты времени от продольной координаты. Жирной линией показана форма усиливаемого импульса в соответствующие моменты времени; $L = 10$, $T = 5$, $a_{in} = 1$.

Из рис. 3 видно, что большая часть электронных фракций тормозится в высокочастотном поле, при этом степень торможения увеличивается с ростом амплитуды импульса. Подобная картина торможения электронов радикально отличается от имеющей место в режиме стационарного усиления [11].

Важно подчеркнуть, что рис. 2 соответствует случаю, когда уровень начального сигнала $a_{in} = 1$ близок к уровню насыщения в рамках стационарной теории ($a_{st} = 2$). Тем не менее в этих условиях при нормализованной длине пространства взаимодействия $L = 10$ пиковая амплитуда усиленного импульса достигает значения $a_{peak} \sim 5.5$ (рис. 4, кривая *I*), что соответствует коэффициенту усиления по мощности ~ 30 . Более того, значительные коэффициенты усиления реализуются и в случае, когда амплитуда начального сигнала превышает амплитуду насыщения a_{st} (рис. 5, *a*). Естественно, что при входных сигналах с амплитудой, меньшей a_{st} , коэффициент усиления увеличивается.

Следует отметить, что пиковая амплитуда выходного сигнала может и далее возрастать при увеличении длины рабочего пространства L . В идеальном случае, когда

начальная шумовая модуляция в пучке отсутствует, пиковая мощность усиленного сигнала пропорциональна длине взаимодействия (рис. 5, *b*). При этом величина коэффициента усиления растет при уменьшении длительности входного сигнала T и соответственном увеличении крутизны фронта. Например, при $L = 10$ коэффициент усиления по мощности при $T = 2$ примерно в 1.4 раза превышает значение, имеющее место при $T = 5$.

Как было впервые показано в [9], поскольку в рассмотренном процессе распространяющийся вдоль электронного пучка электромагнитный импульс аккумулирует энергию различных электронных фракций, при определенных условиях пиковая мощность выходного сигнала может превысить мощность электронного потока. Соответственно коэффициент конверсии, который может быть определен как отношение пиковой мощности выходного электромагнитного импульса к мощности электронного пучка [5,6]

$$K = \frac{P_{\text{peak}}}{P_{\text{beam}}} = \frac{(\gamma_0 + 1) v |a|_{\text{max}}^2}{\gamma_0 8}, \quad (4)$$

становится больше единицы. Так, для случая, представленного на рис. 2, *a*, коэффициент конверсии при $\gamma_0 = 1.6$ составляет ~ 3.2 , а при уменьшении длительности входного импульса до $T = 2$ коэффициент конверсии достигает 4.4. При этом полная энергия электромагнитного импульса остается существенно меньшей полной кинетической энергии электронного пучка (точнее, той его части, которая принимает участие в усилении). Таким образом, сделанное утверждение не противоречит закону сохранения энергии.

Рассмотренному выше механизму усиления излучения на фронте импульса может препятствовать нарастание собственных шумов электронного пучка, которое приводит к паразитной модуляции плотности электронов

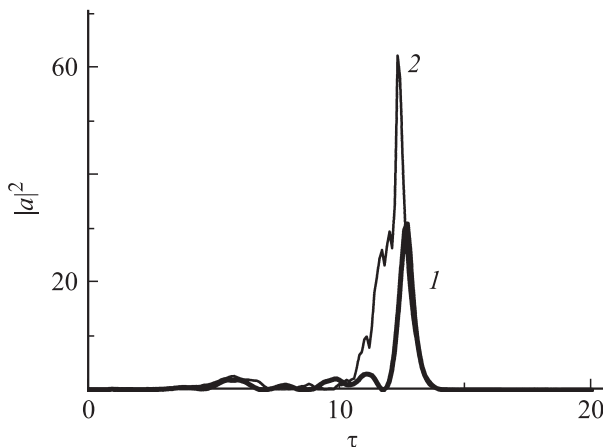


Рис. 4. Мощность выходного излучения как функция времени в случае постоянной расстройки $\Delta = 0$ (1) и при линейной зависимости расстройки от продольной координаты $\Delta = -0.5Z$ (2), $L = 10$, $T = 5$, $a_{\text{in}} = 1$.

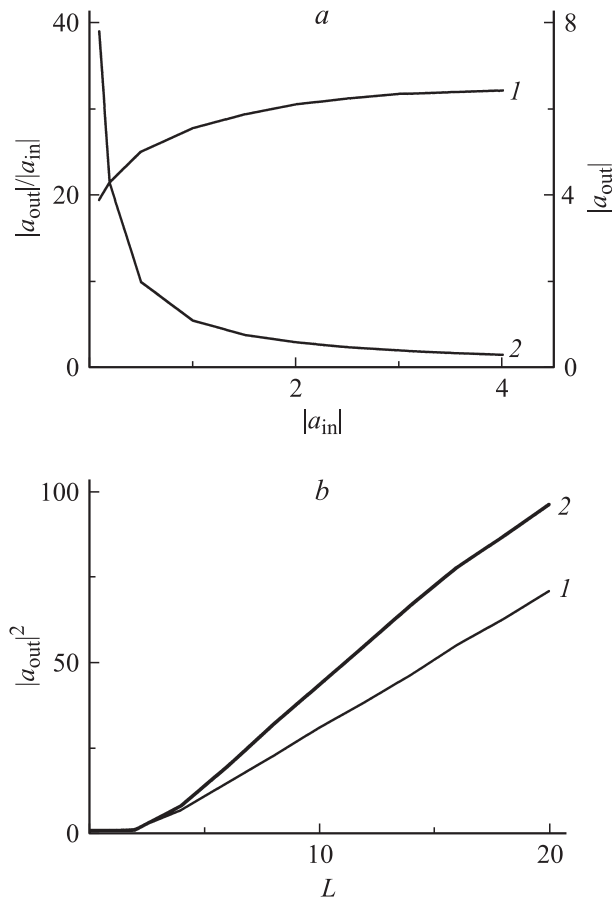


Рис. 5. *a* — зависимость пиковой амплитуды выходного сигнала a_{out} (1) и коэффициента усиления по амплитуде $a_{\text{out}}/a_{\text{in}}$ от амплитуды входного сигнала a_{in} (2) $L = 10$, $T = 5$. *b* — зависимость пиковой мощности выходного излучения от длины пространства взаимодействия L при различных длительностях входного сигнала: 1 — $T = 5$, 2 — 2; $L = 10$, $a_{\text{in}} = 1$.

с нескоррелированными с усиливаемым сигналом фазами. Для учета влияния шумовой модуляции начальная фаза электронов задавалась в виде $\theta|_{Z=0} = \theta_0 + r \cos[\theta_0 + \varphi(\tau)]$, где амплитуда модуляции $r \ll 1$ считалась постоянной, а фаза φ принимала случайные по времени значения. На рис. 2, *b* представлено пространственно-временное распределение поля с учетом усиления собственных шумов при $r = 0.01$. Как видно из рисунка, если начальная амплитуда усиливаемого электромагнитного импульса достаточно велика, то, хотя влияние шумов уменьшает пиковую амплитуду импульса на 15–20%, процесс усиления остается достаточно эффективным. Коэффициент конверсии в этом случае снижается до 2.2

Дополнительная возможность увеличения пиковой мощности выходного сигнала может быть связана с оптимизацией параметра расстройки синхронизма Δ . Кривая 2 на рис. 4 соответствует случаю линейной зависимости расстройки от продольной координаты Z : $\Delta = -0.5Z$. Такая зависимость может быть реализована

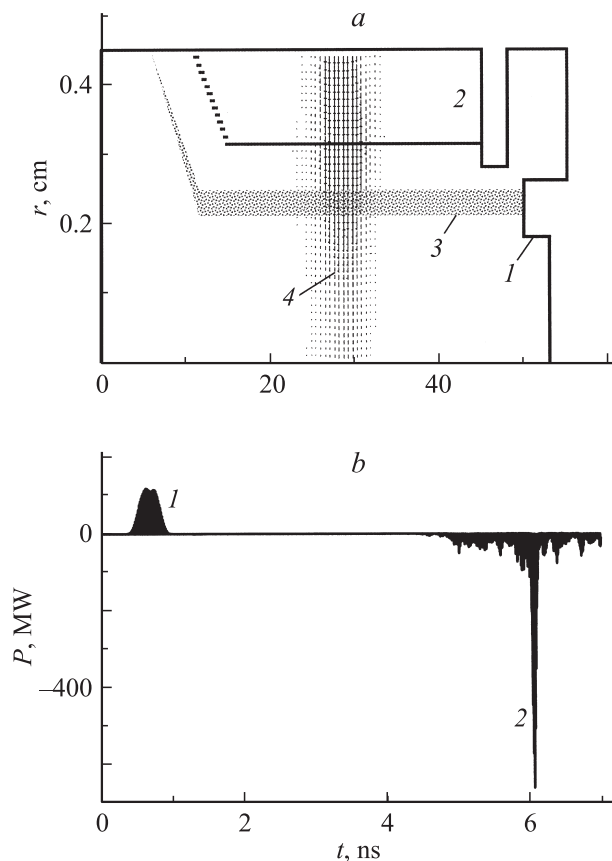


Рис. 6. *a* — геометрия пространства взаимодействия, используемая при моделировании усиления ультракоротких импульсов в волноводе с диэлектрической вставкой на основе кода КАРАТ: 1 — катод, 2 — диэлектрическая вставка, 3 — электронный пучок, 4 — усиливаемый сигнал; *b* — входной (1) и выходной (2) микроволновые импульсы.

путем изменения вдоль пространства взаимодействия фазовой скорости усиливаемой волны за счет варьирования параметров замедляющей системы (например, толщины диэлектрической вставки). В этом случае пиковая мощность излучения более чем в 60 раз превосходит мощность входного сигнала.

Возможность экспериментального наблюдения рассмотренного выше процесса усиления ультракоротких импульсов подтверждается прямым численным моделированием на основе кода КАРАТ [12], который позволяет непосредственно (без усреднения) интегрировать уравнения Максвелла совместно с уравнениями движения. При этом учитывается влияние на процесс усиления разброса скоростей электронов, дисперсионного расплывания волнового пакета, собственных шумов электронного потока и т.п. В моделировании, в соответствии с симметрией рабочей TM_{01} моды, использовалась аксиально-симметричная версия кода КАРАТ.

Параметры моделирования выбирались близкими к параметрам планируемого эксперимента по наблюдению рассматриваемого эффекта на основе двух синхронизи-

рованных сильноточных ускорителей РАДАН [4,13,14]. При этом один из ускорителей за счет использования обострителей импульса ускоряющего напряжения формирует субнаносекундный электронный сгусток, а другой — пучок с длительностью в несколько наносекунд. На базе первого ускорителя генерируется импульс СИ, который затем подается в усилительную секцию, запитываемую относительно длинным (3–4 ns) электронным пучком, при распространении вдоль которого происходит его усиление.

На рис. 6, *a* показана геометрия пространства взаимодействия, используемая в моделировании. В соответствии с экспериментальными условиями электромагнитный импульс 38 GHz, длительностью 300 ps с пиковой мощностью 50 MW подавался с коллекторного конца системы, испытывал отражение на катодном конце от закритического сужения волновода и затем усиливался электронным пучком с длительностью 4–5 ns, током 800 A и энергией электронов 250 keV, распространяющимся в волноводе радиусом 0.45 cm с трубчатой диэлектрической вставкой. Электронный пучок направляется ведущим магнитным полем напряженностью 30 kOe. Параметры диэлектрической вставки (внутренний радиус — 0.315 cm, диэлектрическая проницаемость — 3.8 длина — 33 cm) соответствовали параметрам кварцевой трубки, которая будет использована в эксперименте.

На рис. 6, *b* приведены результаты моделирования, подтверждающие практическую реализуемость эффекта. Пиковая мощность выходного импульса после усреднения по периоду высокочастотных колебаний составляет около 340 MW (коэффициент усиления ~ 7). При этом мощность выходного излучения в 1.7 раза превышает мощность электронного потока, составляющую 200 MW. Одновременно происходит существенное (более чем в 5 раз) снижение эффективной длительности электромагнитного импульса. Заметим, что в отсутствие входного сигнала излучение пучка имело шумовой многоимпульсный характер с пиковой мощностью, не превышающей 30–40 MW (на рис. 6, *b* усилению собственных шумов соответствует широкий ~ 2 ns пьедестал выходного импульса).

Усиление короткого электромагнитного импульса при распространении вдоль квазистационарного электронного пучка в ондуляторе

Рассмотрим процесс усиления короткого (в масштабе времени корреляции) импульса СИ при распространении вдоль квазистационарного электронного потока, осциллирующего в периодическом магнитном поле он-

дулятора, при выполнении условия синхронизма

$$\omega_s - hV_0 \approx \Omega, \quad (5)$$

где $\Omega = 2\pi V_0/d$ — частота колебаний электронов в поле ондулятора (баунс-частота), d — период ондулятора. Для простоты будем считать, что ленточный электронный пучок транспортируется в поле планарного ондулятора и однородном ведущем магнитном поле $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$ через волновод, образованный двумя параллельными металлическими пластинами. Будем полагать систему однородной по координате y и предположим, что электронный пучок взаимодействует с ТЕМ-модой указанного волновода. Поле ондулятора и поле электромагнитного импульса зададим с помощью векторов-потенциалов

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_u &= \text{Re}\{A_u \text{ch}(k_u x) \exp[ik_u z]\mathbf{y}_0\}, \\ \mathbf{A}_s &= \text{Re}\{A_s(z, t) \exp[i\omega_s t - ik_s z]\mathbf{x}_0\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где A_u — амплитуда ондуляторного поля, $A_s(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда рабочей волны, $k_u = 2\pi/d$, $k_s = \omega_s/c$.

В этом случае в приближении малого изменения энергии электронов процесс усиления коротких импульсов может быть описан системой уравнений:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right] a &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta] d\theta_0, \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} &= \text{Re}(a \exp[i\theta]), \end{aligned} \quad (7)$$

$$a|_{Z=0} = a_0(\tau), \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z}|_{Z=0} = \Delta.$$

Здесь использованы следующие обозначения: $Z = Cz\omega_s/V_0$, $\tau = C\omega_s(t - z/V_0)(1 - 1/\beta_0)^{-1}$, $\theta = \omega_s t - (k_u + k_s)z$ — фаза электронов относительно комбинационной волны,

$$a = \frac{a_s a_u}{\gamma_0^2 C^2} \frac{2\Omega\omega_H}{\Omega^2 - \omega_H^2}$$

— нормированная амплитуда поля, $a_{s,u} = eA_{s,u}/2mc^2\gamma_0$, $\omega_H = eH_0/mc\gamma_0$ — гирочастота,

$$C = \left(\frac{e i b}{mc^3} \frac{c}{\gamma_0^3 N_s} a_u^2 \frac{\omega_H^2}{(\Omega^2 - \omega_H^2)^2} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления, j_b — линейная плотность тока пучка, $N_s = ck_s^2 b/2\pi$ — норма ТЕМ-волны плоского волновода ширины b ,

$$\Delta = C^{-1} \left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{k_s + k_u}{k_s} \right)$$

— параметр расстройки.

Следует отметить, что система уравнений (7) при $v \rightarrow 0$ совпадает с системой уравнений (3), описывающей процесс черенковского усиления. Таким образом, основные закономерности процесса усиления коротких импульсов при ондуляторном механизме взаимодействия

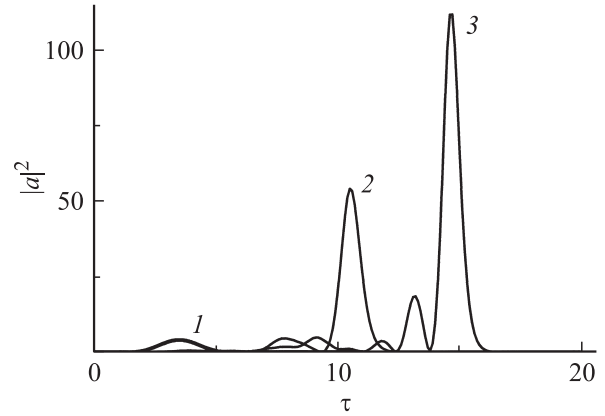


Рис. 7. Входной импульс (1) и усиленные импульсы излучения, полученные в результате моделирования в рамках одномерной усредненной модели ондуляторного механизма взаимодействия, для двух длин рабочего пространства: 2 — $L = 10$, 3 — 15, $T = 5$, $a_{in} = 1$.

сохраняются, что подтверждается рис. 7, на котором представлены результаты моделирования указанного процесса при различных значениях длины ондулятора.

Моделирование усиления коротких импульсов при ондуляторном механизме взаимодействия проводилось также в рамках планарной версии кода КАРАТ. На рис. 8, а представлена геометрия пространства взаимодействия в виде планарного волновода с расстоянием между пластинами 0.8 см и траектории электронов, осциллирующих в поле планарного ондулятора с периодом 7 см и напряженностью $H_u = 2.5$ кОе. Ведущее магнитное поле имело значение $H_0 = 12$ кОе. Энергия электронов в моделировании составляла 800 кеВ при погонной плотности тока пучка 200 А/см. Параметры пучка соответствовали параметрам ленточных (с шириной 20–100 см) пучков, генерируемых ускорителями У-2 и У-3 (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) [15].

Частота входного сигнала 38 GHz выбиралась близкой к частоте синхронизма электронного потока с главной (ТЕМ) модой планарного волновода. Моделировалось усиление электромагнитного импульса с плотностью мощности 10 MW/cm и длительностью 300 ps, который поступал в пространство взаимодействия с катодного конца с задержкой в 500 ps от момента инжекции частиц для исключения влияния эффектов на фронте электронного пучка. На рис. 8, б представлены результаты моделирования при длине ондулятора 63 и 91 см. Длительность усиленного импульса в обоих случаях не превышала 50 ps. Погонная плотность мощности выходного излучения при длине ондулятора 91 см (13 периодов) составила ~ 100 MW/cm. Таким образом, при использовании пучка, генерируемого ускорителем У-3, с шириной 20 см мощность выходного излучения составит 2 GW, а при использовании пучка с шириной 100 см (ускоритель У-2) выходная мощность может достигать 10 GW.

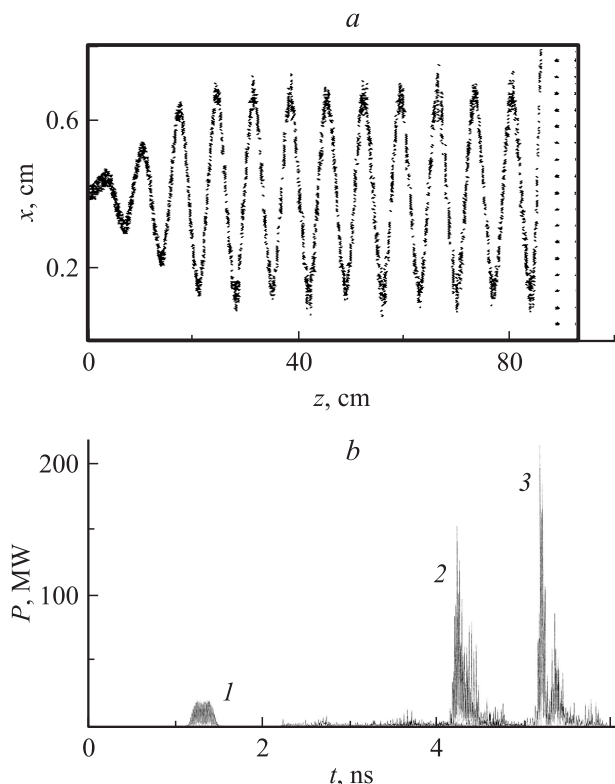


Рис. 8. Результаты моделирования процесса усиления ультракоротких импульсов при ондуляторном механизме взаимодействия на основе планарной версии кода KARAT. *a* — геометрия пространства взаимодействия и траектории электронов, осциллирующих в поле ондулятора; *b* — входной (*I*) и усиленные импульсы излучения при двух длинах ондулятора: 2 — $l = 63$, 3 — 91 cm.

В рамках планарной модели проведено также моделирование усиления входного сигнала с частотой 75 GHz при тех же параметрах электронного пучка. В качестве рабочей волны была выбрана ТЕМ-мода планарного волновода с расстоянием между пластинами 1 cm. Ондуляторное поле имело период 4 cm и амплитуду 1.5 kOe. Входное излучение представляло собой импульс длительностью 250 ps и плотностью мощности 10 MW/cm. При длине ондулятора 48 cm плотность мощности выходного сигнала составила 60 MW/cm. При этом длительность импульса выходного излучения была менее 50 ps.

Заключение

Таким образом, проведенные исследования показывают перспективность экспериментальной реализации эффекта усиления субнаносекундных микроволновых импульсов при одновременном сокращении их длительности. При этом первую фазу экспериментальных исследований на основе двух синхронизированных ускорителей РАДАН следует рассматривать как демонстрацию физических принципов. При успешном завершении

этой стадии использование усиления на более мощных электронных пучках, в частности существующих в ИЯФ СО РАН (Новосибирск), может позволить получать ультракороткие электромагнитные импульсы с рекордной пиковой мощностью.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН „Фундаментальные проблемы релятивистской импульсной и стационарной электроники большой мощности“ и Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 08-02-02059-а.

Список литературы

- [1] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Phelps A.D.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. N 12. P. 2365.
- [2] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Peskov N.Yu. et al. // Nucl. Instr. & Meth. Phys. Res. A. 1999. Vol. 429. P. 94.
- [3] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеева А.С. и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 3. С. 53.
- [4] Реутова А.Г., Ульмаскулов М.Р., Шарыпов А.К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 5. С. 295–299.
- [5] Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Ростов В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 6. С. 313–317.
- [6] Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V. et al. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 74. P. 016 501.
- [7] Афанасьев К.В., Быков Н.М., Губанов В.П. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 21. С. 23–28.
- [8] Bonifacio R., Maroli C., Piovella N. // Opt. Comm. 1988. Vol. 68. P. 369–378.
- [9] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 20. С. 25–31.
- [10] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1981.
- [11] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
- [12] Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA: Berkeley Research Associates, 1992.
- [13] Mesyats G.A., Korovin S.D., Rostov V.V. et al. // Proc. IEEE. 2004. Vol. 92. Is. 7. P. 1166–1167.
- [14] Denisov G.G., Ginzburg N.S., Shpak V.G. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2006. Vol. 34. Iss. 5. Pt. 1. P. 1777–1781.
- [15] Аржанников А.В., Астрелин В.Т., Бурдаков А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 426–430.