

09;10;12

Теоретическое и экспериментальное исследование генерации импульсов сверхизлучения сильноточными субнаносекундными электронными сгустками, движущимися в периодической замедляющей системе

© Н.С. Гинзбург,¹ И.В. Зотова,¹ Ю.В. Новожилова,¹ А.С. Сергеев,¹ В.Г. Шпак,²
С.А. Шунайлов,² М.Р. Ульмаскулов,² М.И. Яландин²

¹ Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

² Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: <river@appl.sci-nnov.ru>

(Поступило в Редакцию 4 апреля 2001 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы процессы черенковского сверхизлучения при прямолинейном движении электронного сгустка через периодическую замедляющую систему. Моделирование в рамках подхода, основанного на использовании усредненных уравнений, а также прямое численное моделирование в рамках PIC кода KARAT показывают, что пиковая мощность микроволновых импульсов пропорциональна квадрату полного числа частиц в сгустке. Этот вывод подтвержден экспериментально. В результате на частоте 39 GHz получены ультракороткие импульсы высокой мощности до 140 MW, длительностью 300 ps. В качестве источника электронов использовался сильноточный субнаносекундный ускоритель РАДАН 303, инжектировавший электронные сгустки с током до 2 кА, длительностью 0.5–1.5 ps и энергией частиц 200–300 keV. Моделирование показывает возможность дальнейшего повышения мощности электромагнитных импульсов до 300–400 MW за счет оптимизации параметров импульса ускоряющего напряжения.

Анализ многочастотной динамики генераторов обратной волны, проведенный в [1,2], показал, что по мере увеличения тока инжекции режим стационарной генерации сменяется режимом автомодуляции. При этом отмечалось, что на начальной стадии переходного процесса формируется мощный электромагнитный импульс, амплитуда которого существенно превосходит амплитуду генерации, получаемую при том же токе инжекции в рамках стационарной теории [3]. Было показано, что формирование данного импульса связано со взаимным влиянием различных частей электронного потока, которое обусловлено проскальзыванием волны по отношению к электронам вследствие отличия групповой скорости волны от поступательной скорости частиц. В работе [4] предложено использовать указанный механизм для генерации мощных ультракоротких микроволновых импульсов, ограничив длительность электронного пучка временем порядка времени корреляции

$$T_c = l \left(\frac{1}{V_0} + \frac{1}{V_{gr}} \right), \quad (1)$$

где l — характерная длина пространства взаимодействия, $V_0 = \beta_0 c$ — поступательная скорость частиц, $V_{gr} = \beta_{gr} c$ — групповая скорость волны.

Важно подчеркнуть, что подобные одиночные импульсы могут интерпретироваться как импульсы сверхизлучения (СИ), поскольку обладают рядом характерных свойств, типичных для импульсов СИ (ср. с [5–8]). К числу таких свойств следует отнести квадратичную

зависимость пиковой мощности от числа частиц в электронном импульсе (сгустке), свидетельствующую, что в результате развития группировки частиц внутри сгустка в некоторый момент времени имеет место когерентное сложение амплитуд полей, излучаемых значительной частью электронов сгустка. При этом с ростом числа частиц в сгустке происходит одновременное укорочение длительности излучаемого импульса.

Первые экспериментальные исследования генерации импульсов СИ в диапазоне частот ~ 40 GHz на основе описанного выше механизма были проведены в 1997 г. [9,10]. В этих экспериментах для фокусировки электронных сгустков использовалось относительно малое (< 2 T) магнитное поле импульсного соленоида. Данное значение магнитного поля было меньше значения, соответствующего полосе циклотронного поглощения. В то же время из предшествующих исследований длинноимпульсных релятивистских ЛОВ известно, что указанные источники имеют две области эффективной генерации, разделенные полосой циклотронного поглощения [11,12]. Основываясь на этих результатах, следовало ожидать, что и при излучении коротких электронных импульсов в случае сильных (превышающих резонансное значение) магнитных полей пиковая мощность излучения будет в несколько раз превышать уровень, полученный в начальных экспериментах. Увеличение мощности связано в первую очередь с улучшением качества формирования сгустка взрывоэмиссионным катодом. Кроме того, фокусировка электронов сильным магнитным

полем позволяет уменьшить зазор между замедляющей системой и сгустком, что увеличивает импедансы связи и соответствующие инкременты. Сверхпроводящий соленоид использовался в следующей серии экспериментов для создания постоянного магнитного поля с напряженностью до 10 Т. Использование сильного постоянного магнитного поля позволило существенно повысить пиковую мощность излучения до 60 MW и одновременно реализовать режим периодического следования импульсов с частотой до 25 Hz [13,14]. На последнем этапе работы путем модификации формирователя ускоряющих импульсов субнаносекундного электронного инжектора удалось повысить энергию пучка до 290 keV и соответственно ток инжекции до 2 кА. В этих экспериментах ведущее магнитное поле с напряженностью до 5 Т формировалось импульсным соленоидом. В результате пиковая мощность импульсов СИ была увеличена до 140 MW.

В настоящей работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования механизмов генерации импульсов СИ при синхронном взаимодействии прямолинейно движущегося электронного сгустка с медленной пространственной гармоникой обратной волны, распространяющейся в замедляющей системе.

Теоретический анализ основных закономерностей процесса СИ в режиме взаимодействия электронов с обратной волной

Взаимодействие электронов с попутной пространственной гармоникой обратной волны, распространяющейся в периодической замедляющей системе, имеет

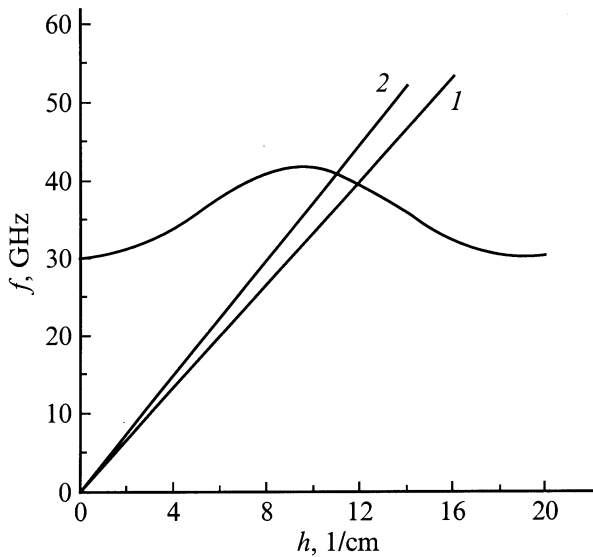


Рис. 1. Дисперсионная диаграмма черенковского синхронизма с обратной волной в периодической замедляющей системе в виде гофрированного волновода. Период гофрировки 3.5 мм, глубина гофрировки 0.75 мм, средний радиус волновода 3.75 мм; энергия электронов, keV: 1 — 200, 2 — 300.

место при выполнении условия синхронизма (рис. 1)

$$\omega = (-h + \bar{h})V_0, \quad (2)$$

где ω и h — частота волны и продольное волновое число, $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период гофрировки.

В этом случае продольное электрическое поле синхронной волны может быть представлено в виде

$$E_z = \text{Re} [E_z^s(\mathbf{r}_\perp)A(z, t) \exp(i\omega(t - z/V_0))], \quad (3)$$

где $E_z^s(\mathbf{r}_\perp)$ — поперечное распределение поля, совпадающее с одной из мод гофрированного волновода; $A(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда волны.

Тогда электронно-волновое взаимодействие опишется системой уравнений, состоящей из уравнения возбуждения для амплитуды волны

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} - \frac{\partial a}{\partial \xi} = -f(\tau) \frac{G}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\Theta} d\Theta \quad (4)$$

и релятивистских уравнений движения электронов

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma^{-2}}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma_0^{-2}}}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \xi} = \text{Re} (a(\xi, \tau) e^{i\Theta}). \quad (6)$$

Здесь введены следующие безразмерные переменные и параметры: $a = eE_z^s(r_b)A/(mc\omega)$, $\tau = \omega(t - z/V_0) \times (1/\beta_0 + 1/\beta_{gr})^{-1}$ и $\xi = \omega z/c$ — время и координата, $\Theta = \omega t - h_s z$ — фаза электрона относительно синхронной гармоники поля, $h_s = \bar{h} - h$, $G = eI|Z|/(2\beta_0^2 mc^2)$, Z — сопротивление связи для этой гармоники [15], I — ток пучка, $\gamma = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор электронов, ω — частота точного синхронизма.

Функция $f(\tau)$ описывает распределение плотности внутри сгустка. Будем считать, что $f(\tau) = 1$, $\tau \in [0, T_e]$, т.е. электроны равномерно распределены по плотности внутри электронного сгустка безразмерной длительности

$$T_e = \omega t_{e,pulse} (1/\beta_0 + 1/\beta_{gr})^{-1}. \quad (7)$$

Граничные и начальные условия к уравнениям (4)–(6) имеют вид

$$\begin{aligned} \Theta|_{\xi=0} &= \Theta_0 + r \cos \Theta_0, & \Theta_0 &\in [0, 2\pi], & \gamma|_{\xi=0} &= \gamma_0, \\ a|_{\xi=L} &= 0, & a|_{\tau=0} &= a_0(\xi), \end{aligned} \quad (8)$$

где $L = \omega l/c$ — безразмерная длина области взаимодействия; $r \ll 1$ — параметр, описывающий начальные флуктуации плотности электронного сгустка.

На рис. 2 приведены результаты численного моделирования системы уравнений (4)–(6) при фиксированной длительности электронного импульса $T_e = 25$ и длине замедляющей системы $L = 50$ для различных значений параметра G , характеризующего ток сгустка.

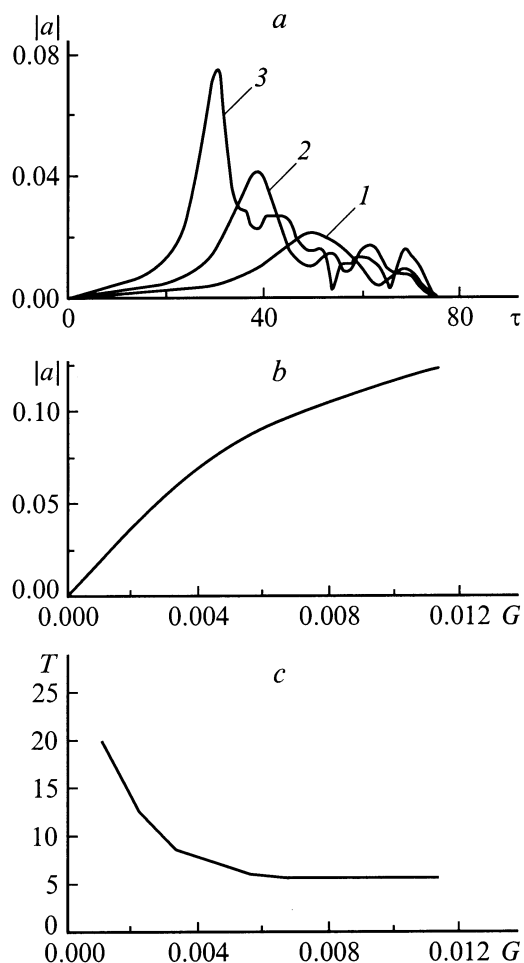


Рис. 2. Зависимость формы импульса СИ (а), его пиковой амплитуды (b) и длительности (c) от тока электронного сгустка. $G = 0.001$ (1), 0.002 (2), 0.004 (3). Нормированная длительность электронного сгустка $T_e = 25$.

Заметим прежде всего, что в рассматриваемой области параметров излучение носит моноимпульсный характер (рис. 2, а). При этом, как следует из рис. 2, b, пиковая амплитуда сверхизлучательных импульсов при малых значениях G растет пропорционально току, что соответствует квадратичной зависимости пиковой мощности излучения от полного числа частиц в сгустке. Последнее обстоятельство означает, что все электроны сгустка излучают когерентно. Следует отметить, что с увеличением числа частиц в электронном сгустке одновременно с ростом пиковой мощности происходит укорочение эффективной длительности электромагнитных импульсов (рис. 2, c). Подобное свойство является типичным для процессов СИ (ср. с [5]).

Приведенная на рис. 3 зависимость амплитуды импульса СИ от длительности электронного сгустка при заданном значении параметра $G = 0.008$ (т.е. при фиксированном токе) аналогично зависимости от тока также носит линейный характер, пока длительность сгустка достаточно мала. Насыщение роста пиковой мощности

излучения при $T_e > 25$ связано с тем, что длина электронного импульса становится слишком большой для обеспечения когерентности излучения со всей длины сгустка. При этом излучение становится многоимпульсным (рис. 4). Фактически при увеличении длительности электронного импульса осуществляется переход к автомодуляционному режиму генерации, исследованному ранее при запитывании ЛОВ квазистационарными электронными пучками [1,2].

Для оценки абсолютных значений пиковой мощности и длительности импульса СИ параметры замедляющей системы были выбраны близкими к условиям описанных ниже экспериментов. Длина замедляющей системы 6 см, средний радиус волновода 3.75 мм, период

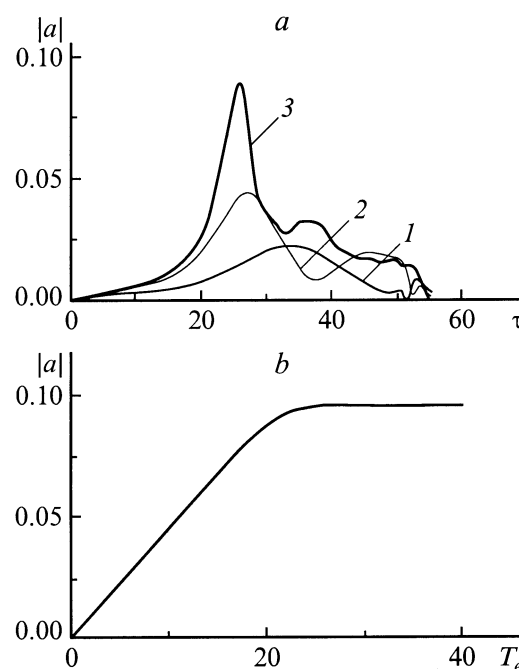


Рис. 3. Зависимость формы импульса СИ (а) и его пиковой амплитуды (b) от длительности электронного сгустка. $G = 0.008$; T_e : 1 — 5, 2 — 10, 3 — 20.

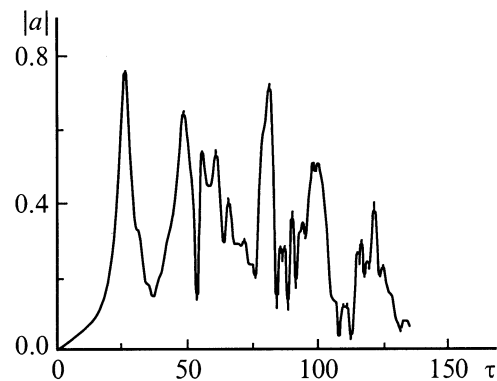


Рис. 4. Многоимпульсный режим излучения при большой в масштабе времени корреляции длительности электронного сгустка. $T_e = 100$, $L = 50$.

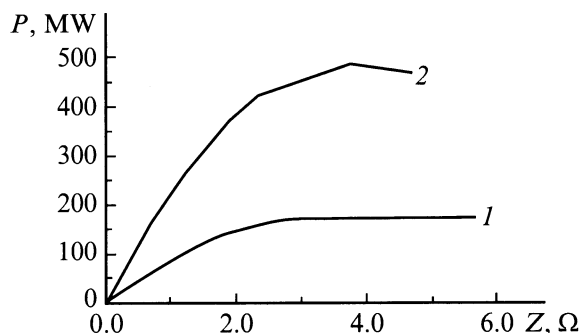


Рис. 5. Зависимость абсолютной величины пиковой мощности импульсов СИ от сопротивления связи. 1 — $\gamma = 1.4$, $I_0 = 1$ кА; 2 — $\gamma = 1.6$, $I_0 = 2$ кА.

гофрировки 3.5 mm, глубина гофрировки 0.75 mm. При этом, основываясь на проведенных экспериментах, были рассмотрены два случая. В первом случае энергия электронов составляла 200 keV при токе ~ 1 кА, а во втором — 300 keV при токе ~ 2 кА. Частота синхронизма соответственно составляла 40 и 42 GHz (рис. 1). Групповая скорость волны в точках синхронизма, оцененная из дисперсионной диаграммы, — порядка 0.3 c. Тогда при длительности электронного импульса 500 ps нормированная длительность $T_e \sim 25$. Нормированная длина области взаимодействия при указанных параметрах $L \sim 50$. Пиковая мощность излучения может быть оценена по формуле

$$P = \frac{m^2 c^5}{e^2} \frac{e I_0}{m c^3} \frac{|a|^2}{4G}. \quad (9)$$

На рис. 5 представлена зависимость пиковой мощности излучения в абсолютных единицах от сопротивления связи Z . Вычисления сопротивления связи с помощью метода интегральных уравнений [15] дают при зазоре между электронами и замедляющей системой 0.25 mm следующую оценку для сопротивления связи: $Z \sim 1.3 \Omega$. Соответственно, как следует из рис. 5, пиковая мощность излучения в этом случае достигает ~ 100 MW при энергии электронов 200 keV и токе 1 кА и ~ 250 MW при энергии частиц 300 keV и токе 2 кА. При этом длительность импульса СИ в обоих случаях составила порядка 300 ps, что соответствует примерно 15 периодам высокочастотных колебаний.

Таким образом, проведенный теоретический анализ показывает, что на основе сверхизлучения электронного густка, движущегося в периодической замедляющей системе, возможна генерация мощных электромагнитных импульсов субнаносекундной длительности в миллиметровом диапазоне.

Экспериментальная установка

Наносекундный высоковольтный генератор РАДАН 303 с субнаносекундным обострителем использовался в качестве базового блока инжектора

(0.5–1.5 ns, 1–2 кА, 200–300 keV) электронных густков [16,17]. Эти густки генерировались коаксиальным взрывоэмиссионным диодом с магнитной изоляцией и имели трубчатую геометрию со средним радиусом 2.75 mm и толщиной стенки 0.4 mm. Для регистрации субнаносекундных сигналов с датчиков напряжения, тока и СВЧ мощности использовался осциллограф Тектроникс 7250 с полосой регистрации 7 GHz.

Транспортировка сильнотоочных электронных густков через пространство взаимодействия, длина которого составляла 6 cm, осуществлялась либо в постоянном магнитном поле сверхпроводящего соленоида с напряженностью до 10 T, либо в поле импульсного соленоида с напряженностью до 5 T. Рабочее пространство представляло собой участок гофрированного волновода с параметрами, указанными выше. При этом с коллекторного конца глубина гофрировки плавно уменьшалась на последних трех периодах, обеспечивая согласование с выходным электродинамическим трактом. Аналогично глубина гофрировки также спадала на четырех периодах с катодного конца, сопрягаясь с закритическим сужением. После отражения от закритического сужения генерируемый электромагнитный импульс высвечивался в направлении поступательного движения электронов.

Использование сильного фокусирующего магнитного поля 5 T и более давало возможность работать при напряжениях, превышавших значения, соответствовавшие области поглощения, которое, как известно, возникает, когда условие циклотронного резонанса выполнено для основной гармоники волны, распространяющейся в периодической системе. При этом транспортировка густка в сильном магнитном поле позволила уменьшить практически до одной десятой доли миллиметра зазор между замедляющей системой и частицами, повысив тем самым сопротивление связи и инкременты.

Численное моделирование сверхизлучения электронного густка на основе кода KARAT

Дополнительное моделирование сверхизлучения электронного густка, движущегося в периодической замедляющей системе, было проведено на основе PIC кода KARAT, позволяющего непосредственно (без усреднения) интегрировать уравнения Максвелла совместно с уравнениями движения электронов. Геометрия системы (рис. 6, а) была выбрана соответствующей реальным условиям эксперимента. При этом моделирование включало процесс формирования электронного импульса в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Использовалась самосогласованная модель диода. Эмиттер задавался в виде полутороида, расположенного на торцевой кромке трубчатого катода с радиальной толщиной ~ 0.2 mm. Шаг сетки ~ 0.05 mm позволял обеспечить 3–4 кольцевые зоны на эмиссионной поверхности. Для приведенной на рис. 6, а конфигурации при

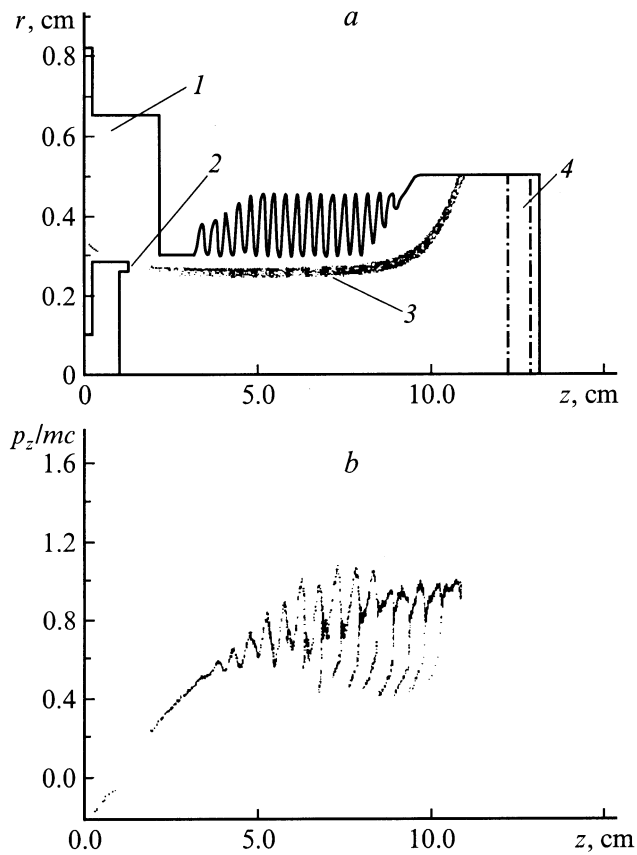


Рис. 6. *a* — геометрия области взаимодействия, используемая при моделировании на основе кода КАРАТ: 1 — подводящая коаксиальная линия, 2 — инжектирующая поверхность, 3 — позиции частиц через 1 ns после подачи в коаксиальную линию импульса ускоряющего напряжения, 4 — поглотитель; *b* — положение электронов на фазовой плоскости (p_z , z) при $t = 1$ ns.

подаче в подводящую коаксиальную линию 180 kV, 1 ns импульса напряжения (рис. 7, *a*) на входе в рабочее пространство энергия электронов составляла ~ 200 keV при амплитуде импульса тока ~ 1.1 kA (рис. 7, *b*), что хорошо соответствовало экспериментальным данным. В представляемом ниже моделировании напряженность однородного магнитного поля составляла 5 Т.

При наличии гофрировки, параметры которой приведены выше, при пролете сгустка через область взаимодействия развивается модуляция электронов по плотности (рис. 6, *a*) и продольному импульсу (фазовая плоскость (p_z , z) показана на рис. 6, *b*). В результате происходит высвечивание короткого электромагнитного импульса, представленного на рис. 8, *a*. Длительность импульса СИ по полувысоте составляет не более 300 ps при пиковой мощности до 75 MW (следует отметить, что усредненная по периоду высокой частоты мощность равна половине показанной на рис. 8 мгновенной мощности). При этом излучение имело на выходе структуру волны TM_{01} с центральной частотой 39 GHz (рис. 9).

Зависимость пиковой мощности от длительности импульса напряжения приведена на рис. 10. Поскольку пиковое значение электронного тока остается практически постоянным, а длительность электронного импульса определялась длительностью импульса ускоряющего

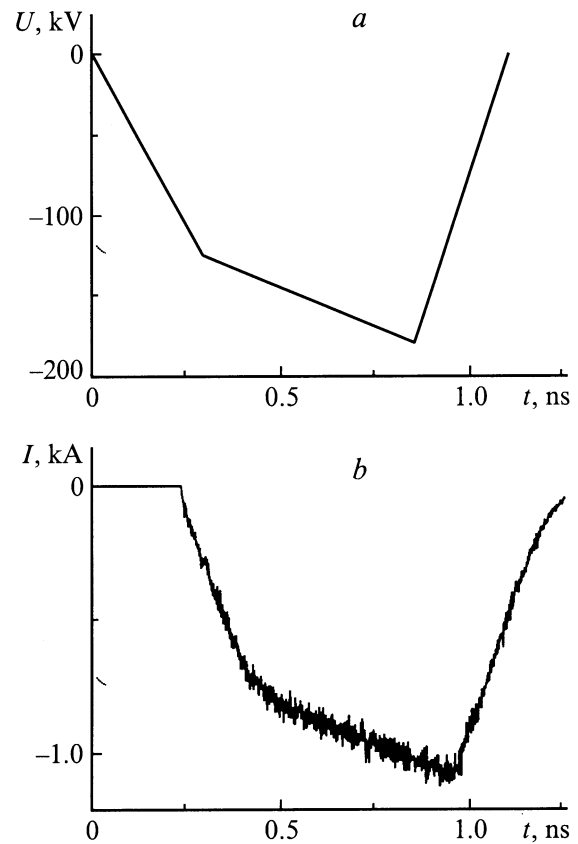


Рис. 7. Форма импульса ускоряющего напряжения (*a*) и самосогласованного тока (*b*) (моделирование).

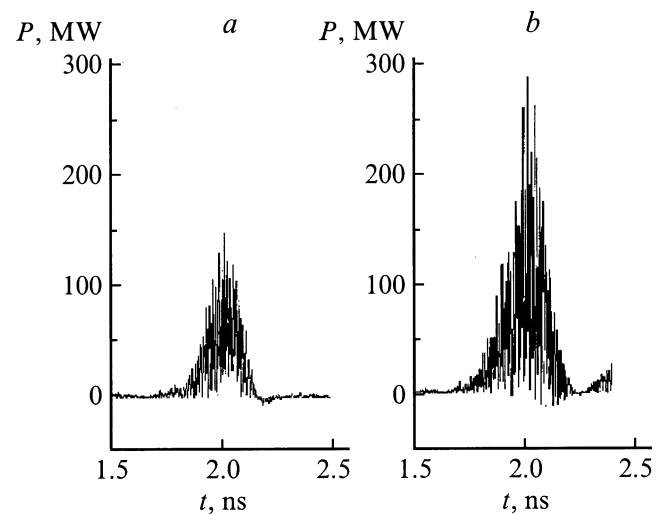


Рис. 8. Импульсы СИ при различных значениях амплитуды ускоряющего напряжения (моделирование). U_{\max} , kV: *a* — 180, *b* — 290.

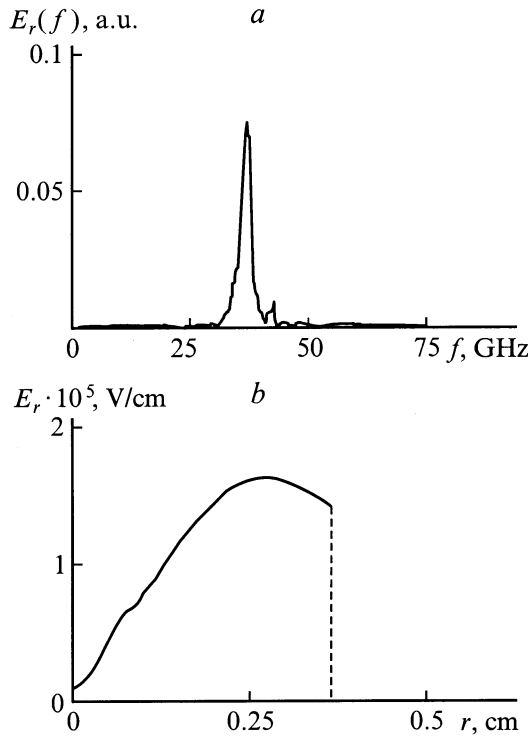


Рис. 9. Спектр импульса СИ (*a*) и поперечное распределение радиальной компоненты электрического поля (*b*) (моделирование). $U_{\max} = 180$ kV.

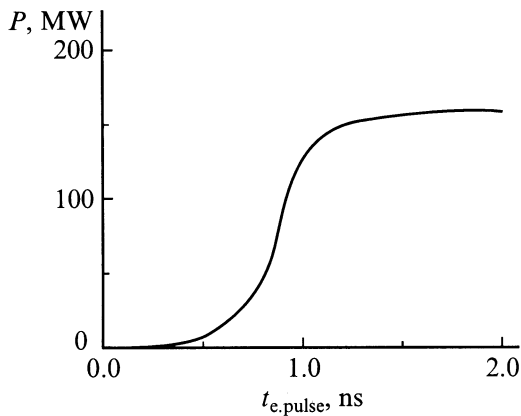


Рис. 10. Зависимость пиковой мощности импульса СИ от длительности электронного сгустка (моделирование). $U_{\max} = 180$ kV.

напряжения, эта зависимость характеризует зависимость пиковой мощности от полного заряда электронного сгустка. Представленная на рис. 10 кривая близка к квадратичной функции до тех пор, пока длительность электронного импульса меньше времени корреляции, которое при рассматриваемых параметрах из соотношения (1) может быть оценено как $T_c \sim 1$ ns.

Отметим, что для малых длительностей электронного импульса выбранная длина пространства взаимодействия 6 см была недостаточной для формирования

импульса СИ. Для больших длительностей электронного сгустка имеет место насыщение пиковой мощности, что согласуется с результатами предшествующего теоретического анализа. При этом также появляются дополнительные пики (рис. 11), соответствующие переходу к исследованному ранее режиму стохастической автомодуляции в лампе обратной волны [1].

В рамках кода КАРАТ было проведено также моделирование генерации импульсов СИ при увеличении амплитуды импульса ускоряющего напряжения на ка-

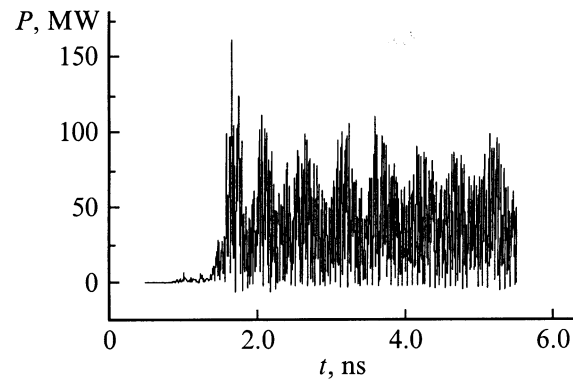


Рис. 11. Излучение в виде хаотической последовательности импульсов в случае длинного электронного сгустка с $t_{e,pulse} = 8$ ns (моделирование).

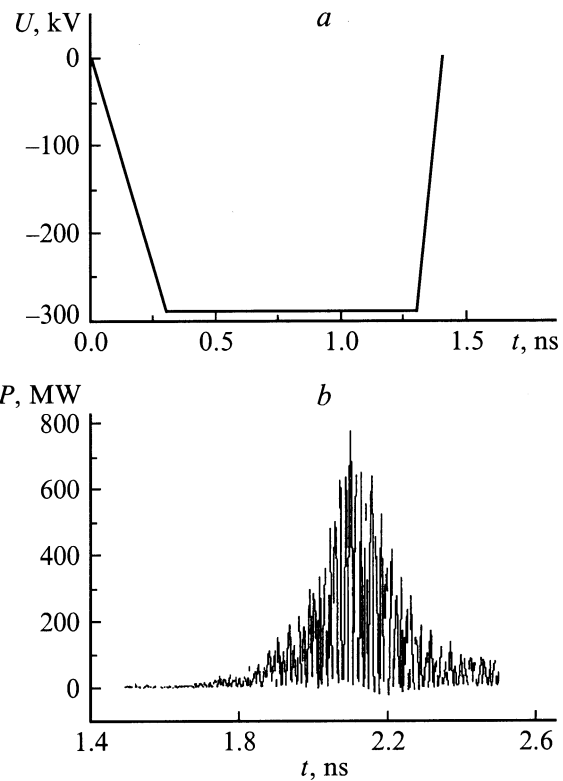


Рис. 12. Оптимизированная форма импульса ускоряющего напряжения (*a*) и соответствующий импульс СИ (*b*) с пиковой мощностью до 400 MW (моделирование).

тоде до 290 кВ при сохранении его формы. При этом энергия ускоренных электронов на выходе из катодного промежутка увеличивалась до 300 кеВ при одновременном увеличении амплитуды самосогласованного тока инжекции до 2 кА. Соответственно, пиковая мощность импульсов СИ возрастала до 150 MW (рис. 8, *b*), что также находится в хорошем соответствии с описанными ниже результатами экспериментов.

Важно отметить, что за счет оптимизации формы импульса ускоряющего напряжения возможно дальнейшее повышение пиковой мощности импульсов СИ. Оптимизированный импульс ускоряющего напряжения представлен на рис. 12, *a*. Энергия электронов в этом случае составляет 300 кеВ при самосогласованном токе ~ 2 кА. В результате пиковая мощность импульса СИ возрастает до 400 MW (рис. 12, *b*). При этом мгновенный электронный КПД фактически достигает 80%.

Экспериментальные результаты

В описываемых далее экспериментах по наблюдению сверхизлучения в периодической замедляющей системе последовательно исследовались два режима. В первом случае амплитуда ускоряющего напряжения составляла 180 кВ, что соответствовало току инжекции 1.2 кА. Во второй серии экспериментов амплитуда ускоряющего напряжения была увеличена до 290 кВ, что в соответствии с результатами моделирования приводило к одновременному увеличению амплитуды тока до 2 кА.

Характерная осциллограмма импульса сверхизлучения в первом случае представлена на рис. 13, *a*. Им-

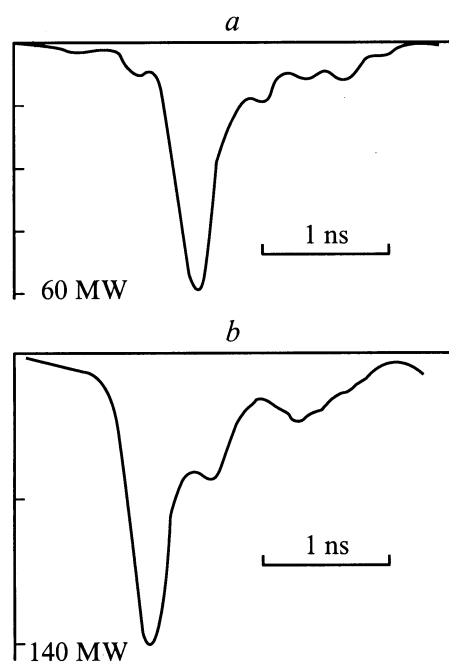


Рис. 13. Осциллограммы импульсов СИ при различных значениях амплитуды ускоряющего напряжения (эксперимент). U_{\max} , кВ: *a* — 180, *b* — 290.

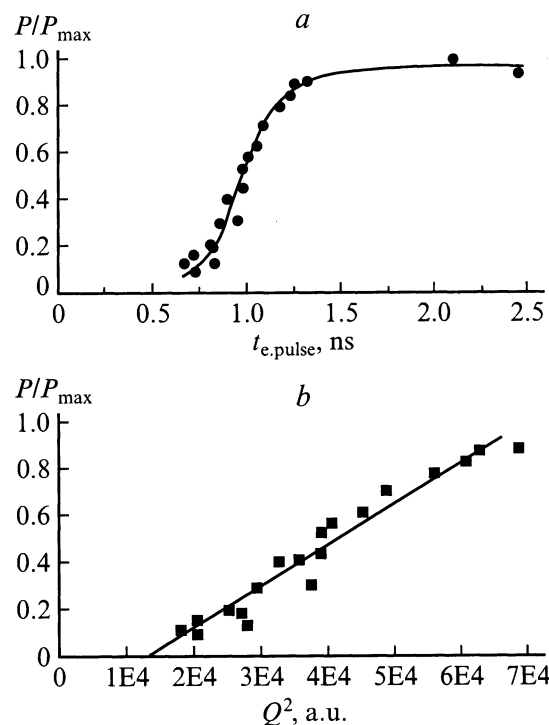


Рис. 14. Зависимость пиковой мощности импульсов СИ от длительности электронного сгустка (*a*) и от квадрата полного заряда сгустка (*b*) (эксперимент).

пульс имеет длительность порядка 300 ps по полувысоте. При этом фронт импульса составляет только 200 ps. Важно отметить, что в оптимальных условиях форма импульса СИ и его пиковая мощность не менялись при увеличении длины замедляющей системы от 6 до 10 см. Этот факт совпадает с результатами численного моделирования кодом КАРАТ, которое также показывает, что в данном случае длина пространства взаимодействия 6 см была достаточной для формирования импульса СИ.

Спектральные измерения посредством системы волноводных фильтров с различными частотами отсечки показали, что центральная частота излучения порядка 39 GHz соответствует возбуждению расчетной TM_{01} -моды. Диаграмма направленности излучения имела характерный для данной моды минимум в центре. Интегрирование показаний детектора по диаграмме направленности дало значение для пиковой мощности излучения в этом случае на уровне 60 MW.

Высокий уровень пиковой мощности подтверждался свечением панели из неоновых ламп, а также наблюдением пробоя в воздухе при фокусировке излучения параболическим зеркалом либо при концентрации волны в конически сужающемся волноводе.

Как уже отмечалось выше, характерной чертой эффекта СИ является квадратичная зависимость пиковой мощности излучения от числа частиц в сгустке. При увеличении длительности электронного импульса эта зависимость должна иметь место, пока выполнено огра-

нение (1). При параметре Пирса $C = 0.1-0.15$, групповой скорости $0.3 s$, поступательной скорости $0.7 s$ и частоте излучения 39 GHz рост мощности излучения, пропорциональный квадрату числа частиц, должен наблюдаться вплоть до длительностей импульса тока порядка 1 ns . Для построения экспериментальной зависимости пиковой мощности излучения от длительности импульса тока варьировалась длительность ускоряющего напряжения, при этом амплитуда напряжения поддерживалась постоянной и соответственно постоянным оставался пиковый ток. Как видно из рис. 14, *a*, в интервале $0.5-1 \text{ ns}$ мощность действительно растет примерно пропорционально квадрату длительности токового импульса. Очевидно, что при длительностях токового импульса, меньших 0.5 ns , длина области взаимодействия была недостаточна для формирования импульсов СИ. При увеличении длительности импульса тока свыше 1.2 ns рост амплитуды первого микроволнового импульса насыщается и далее генерируется второй и последующие импульсы.

Для указанного выше интервала длительностей импульсов тока на рис. 14, *b* приведена зависимость пиковой мощности от квадрата полного заряда сгустка. Полный заряд находится как интеграл по времени от импульса тока пучка. Как видно, эта зависимость с хорошей точностью может быть аппроксимирована линейной функцией. Это свидетельствует от том, что преобладающая часть электронов сгустка излучает когерентно. Тем не менее следует обратить внимание на то, что пиковая мощность стремится к нулю быстрее, чем полный заряд сгустка. Это обстоятельство объясняется тем, что на переднем и заднем фронте электронного сгустка присутствуют низкоэнергетичные электроны, которые не могут синхронно взаимодействовать с волной. По мере уменьшения длительности электронного импульса относительное число таких электронов возрастает, что должно приводить к быстрому падению мощности излучения, несмотря на то что полный заряд сгустка все еще достаточно велик.

На следующем этапе экспериментальных исследований, когда субнаносекундный высоковольтный генератор ускорителя был укомплектован дополнительной системой компрессии энергии [18], величина ускоряющего напряжения на катоде была увеличена до 290 kV . При этом ток сгустка составлял $\sim 1.5-2 \text{ kA}$. В результате при сохранении длительности на уровне 300 ps пиковая мощность импульсов СИ возросла до $140-150 \text{ MW}$ (рис. 13, *b*), что соответствует результатам моделирования в рамках кода КАРАТ (рис. 8, *b*).

Заключение

Таким образом, проведенные теоретические и экспериментальные исследования генерации импульсов СИ при прямолинейном движении электронных сгустков в периодической замедляющей системе позволили получить электромагнитные импульсы с рекордно короткой дли-

тельностью $\sim 300 \text{ ps}$ при высоком (до 140 MW) уровне мощности. Показана возможность генерации подобных импульсов с тактовой частотой 25 Hz при высокой степени стабильности и повторяемости импульсов. В этой связи можно говорить о создании нового класса импульсных источников электромагнитного излучения. Естественной областью использования подобных источников может служить диагностика плазмы с высоким временным разрешением, а также локационные приложения.

Следует отметить, что в данной работе описаны исследования по генерации импульсов СИ в диапазоне 40 GHz . Вместе с тем к настоящему времени проведены первые экспериментальные наблюдения эффектов СИ в диапазоне 75 и 150 GHz [19]. Представляется также перспективным развитие этих исследований с целью генерации импульсов СИ сантиметрового диапазона, что может быть достигнуто при соответствующем масштабировании параметров замедляющих систем и длительности электронных импульсов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 98-02-17308 и 01-02-17029), а также программы МНТП России "Физика микроволн" (проект № 1.13).

Список литературы

- [1] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037.
- [2] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101-144.
- [3] Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.
- [4] Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 3. С. 39-44.
- [5] Bonifacio R., Maroli C., Piovella N. // Opt. Comm. 1988. Vol. 68. N 68. P. 369-374.
- [6] Bonifacio R., Piovella N., McNeil B.W.J. // Phys. Rev. 1991. Vol. A44. P. 3441-3444.
- [7] Гинзбург Н.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 5. С. 440-444.
- [8] Ginzburg N.S., Sergeev A.S. // Opt. Comm. 1992. Vol. 91. P.140-148.
- [9] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Novozhilova Yu.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 1997. Vol. 393. P. 352-356.
- [10] Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 18. С. 7-13.
- [11] Абубакиров Э.Б., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Фукс М.И. // РиЭ. 1989. Т. 34. С. 1058-1064.
- [12] Elechaninov A.S., Korovin S.D., Mesyats G.A. et al. // Proc. 6th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS-86. Kobe (Japan): Publisher City, 1986. P. 552-555.
- [13] Шпак В.Г., Яландин М.И., Гинзбург Н.С. и др. // ДАН. 1999. Т. 365. № 1. С. 50-53.
- [14] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Novozhilova Yu.V. et al. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60(3). P. 3297-3304.
- [15] Ковалев Н.Ф. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1978. № 3. С. 102-106.

- [16] *Mesyats G.A., Shpak V.G., Shunailov S.A.* et al. // Proc. 9th Intern. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM: Publisher City, 1993. P. 835–838.
- [17] *Mesyats G.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I.* // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2154. P. 262–265.
- [18] *Shpak V.G., Ulmasculov M.R., Shunailov S.A., Yalandin M.I.* // Digest of Technical Papers of the 12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Monterey (California, USA), 1999. Vol. 2. P. 692–695.
- [19] *Yalandin M.I., Shpak V.G., Shunailov S.A.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. N 5. P. 1615–1618.