

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.5.9>

УДК: 537.86

ОБОГАЩЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА С ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД В ЖЕСТКОМ РЕЖИМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, С.В. Самсонов, А.С. Сергеев

ФИЦ Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Статья поступила в редакцию 23 мая 2025 г.

Аннотация. Анализируется возможность существенного обогащения спектра выходного излучения электронного генератора с пассивной синхронизацией мод, включающего винтовую giro-ЛБВ миллиметрового диапазона и циклотронно-резонансный поглотитель. Для этого необходимо осуществить жесткий запуск генератора, когда по цепи обратной связи циркулирует единственный электромагнитный импульс, тогда как в мягком режиме возбуждения таких импульсов много. Исследована возможность жесткого запуска генератора с центральной частотой 33.5 ГГц субнаносекундным импульсом от ЛОВ с частотой 38 ГГц, запитываемой драйвером РАДАН. Полученные данные будут использованы в экспериментах по реализации жесткого режима генерации мощных субнаносекундных импульсов на основе пассивной синхронизацией мод.

Ключевые слова: генерация коротких импульсов, пассивная синхронизация мод, жесткий запуск, Ка-диапазон, частотная гребенка.

Финансирование: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 23-12-00291.

Автор для переписки: Вилков Михаил Николаевич, vilkovmn@ipfran.ru

Введение

Генерация последовательностей сфазированных микроволновых импульсов наносекундной и субнаносекундной длительности представляет интерес для ряда приложений, включая развитие новых методов диагностики различных сред [1, 2]. На данный момент методы создания таких сигналов развиты, в основном, в физике лазеров. В частности, известным подходом является так называемая пассивная синхронизация мод (ПСМ), которая реализуется при установке в резонатор лазера насыщающегося поглотителя [3-6]. Обычно, в качестве такого элемента используется Керровская ячейка, регулирующая дифракционные потери в зависимости от мощности поступающего сигнала. Отметим, что ПСМ лазеры, как правило, работают в жестком режиме возбуждения, который инициируется за счет увеличения интенсивности накачки на начальной стадии генерации. В этом случае генерируемые выходные сигналы, состоящие из сильно разделенных по времени периодически следующих коротких импульсов света, обладают чрезвычайно широким спектром вида «частотная гребенка».

Согласно теоретическому рассмотрению, проведенному в [7-11], пассивная синхронизация мод может быть реализована в микроволновом диапазоне на основе принципов вакуумной электроники. При этом насыщающееся поглощение может быть основано на циклотронно-резонансном взаимодействии с прямолинейным электронным пучком, нелинейность которого обусловлена релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц [12]. На этой основе в [13] был разработан и экспериментально испытан электронный генератор Ка-диапазона (центральная частота спектра ~ 33.5 ГГц), в котором в качестве усилителя использовалась широкополосная винтовая гиро-ЛБВ [14, 15], соединенная с циклотронно-резонансным поглотителем квазиоптической линией передачи. В экспериментах была получена генерация периодических последовательностей коротких (0.4 нс) импульсов с пиковой мощностью 100 кВт, периодом повторения 2.5 нс и высокой степенью фазовой корреляции. Однако, в отличие от ПСМ лазеров, самовозбуждение

электронного генератора было мягким, т.е. генерация стартовала от начальных флуктуация плотности (шумов) вращающегося электронного пучка в усилителе. В этом случае в установившемся режиме по петле обратной связи одновременно циркулируют порядка 10 микроволновых импульсов, следующих друг за другом с периодом, сравнимым с длительностью единичного импульса. Соответственно, спектр выходного излучения (частотная гребенка) содержит сравнительно небольшое число спектральных компонент, расстояние между которыми в несколько раз больше так называемого свободного спектрального диапазона (Free-Spectral Range [16]), определяемого разностью частот соседних мод резонатора, образованного петлей обратной связи.

Существенное обогащение спектра частот выходного излучения возможно в режиме жесткого возбуждения, когда уровень подавления малого сигнала (шумов электронного пучка) в поглощающей секции таков, что условия самовозбуждения генератора не выполнены. В этом случае запуск генератора должен осуществляться достаточно мощным входным сигналом, просветляющим поглотитель. При этом оптимальными являются условия, когда в результате по цепи обратной связи генератора циркулирует только один электромагнитный импульс, т.е. выходное излучение представляет собой периодическую последовательность коротких всплесков, разделенных достаточно большим временем обхода T . Действительно, согласно свойствам преобразования Фурье, спектр импульсно-периодического сигнала представляет собой «частотную гребенку», в которой расстояние между спектральными компонентами обратно пропорционально периоду следования импульсов T_r , а полная ширина спектра определяется обратной длительностью одиночного импульса τ_p . Таким образом, общее число спектральных компонент, пропорциональное T_r / τ_p , в режиме жесткого возбуждения при $T_r = T$ может быть существенно больше, чем в режиме мягкого возбуждения при $T_r \ll T$.

Следует отметить также, что длительность просветляющего сигнала должна быть достаточно короткой, фактически сравнимой с длительностью

формируемых импульсов. В противном случае входной сигнал разбивается на несколько импульсов, по физической природе являющихся диссипативными солитонами [17-18]. В результате число компонент в спектре выходного излучения уменьшается. В этой связи для инициации жесткого режима микроволнового ПСМ генератора привлекательным выглядит использование субнаносекундных импульсов, генерируемых лампами обратной волны (ЛОВ) на основе компактных драйверов РАДАН [19]. Такие ЛОВ, в принципе, способны обеспечить мульти-ГВт уровень пиковой мощности в длинноволновой части миллиметрового диапазоне и порядка 100 МВт в «коротких» миллиметрах. Как будет показано дальше, такая высокая мощность на самом деле не требуется, однако достаточно высокий уровень мощности обеспечивает жесткий старт микроволнового ПСМ генератора даже при значительной отстройке центральной частоты периодического сигнала от несущей частоты иницирующего импульса. Одновременно снижение мощности входного импульса до необходимых значений может быть осуществлено при переводе иницирующей ЛОВ в неоптимальный режим за счет, например, снижения ведущего магнитного поля ниже значений, соответствующих циклотронному резонансу.

Данная статья посвящена исследованию жестких режимов возбуждения электронного ПСМ генератора [11, 13], состоящего из винтовой гиро-ЛБВ и циклотронно-резонансного поглотителя. В Разделе 1 описывается усредненная модель такого генератора, учитывающая поступление внешнего иницирующего импульса. В Разделе 2 приведены результаты моделирования с параметрами ПСМ генератора и иницирующего сигнала, близкими к реализованным ранее в соответствующих экспериментах.

1. Модель и основные уравнения

Принципиальная схема исследуемого СВЧ-генератора с пассивной синхронизацией мод представлена на рис. 1. Как и в эксперименте [13], усилитель (секция 1) представляет собой gyro-ЛБВ [14, 15] с винтовым гофрированным волноводом, питаемым приосевым вращающимся электронным пучком на второй циклотронной гармонике. В циклотронно-резонансном поглотителе (секция 2) с регулярным цилиндрическим волноводом изначально прямолинейный электронный пучок взаимодействует с электромагнитным полем на первой циклотронной гармонике. В эксперименте ввод/вывод излучения в обеих секциях осуществлялся через одно вакуумное окно; тем не менее, как в усилителе, так и в поглотителе, электроны эффективно взаимодействуют только с попутно распространяющимися волнами, что учитывается в модели. Секции связаны квазиоптической линией передачи, которая при дальнейшем рассмотрении описывается эквивалентными граничными условиями. Также граничные условия используются для описания подачи внешнего иницирующего импульса.

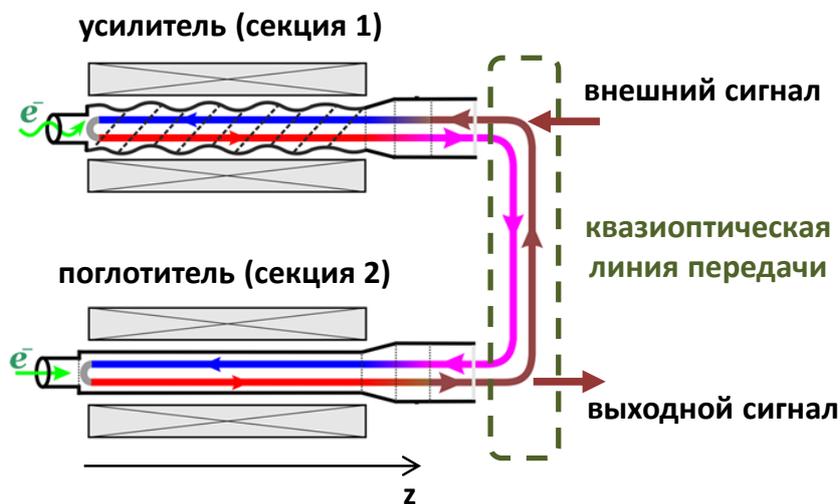


Рис. 1. Схема электронного ПСМ генератора с иницирующим внешним сигналом.

Пространство взаимодействия gyro-ЛБВ представляет собой волновод с многозаходной винтовой гофрировкой стенки вида: $r(\varphi, z) = r_0 + \tilde{r} \cos(\bar{m}\varphi + \bar{h}z)$

(где r_0 – средний радиус волновода, \tilde{r} и d – амплитуда и период гофрировки, \bar{m} – число заходов, $\bar{h} = 2\pi/d$). Согласно [20], такая гофрировка может связывать две противоположно вращающиеся моды невозмущенного цилиндрического волновода, а именно, квазикритическую моду A , ($h_A \ll k = \omega/c$) и далекую от отсечки бегущую моду B , ($h_B \simeq k$). Для этого должны быть выполнены условия резонанса вида: $h_B \simeq \bar{h}$, $\bar{m} = m_A - m_B$, где $m_{A,B}$ – азимутальные индексы мод. В таких условиях электрические поля связанных парциальных мод могут быть представлены в виде:

$$\vec{E}_A = \text{Re} \left[A(z,t) \vec{E}_\perp^A(r) \exp(i(\omega_A t - m_A \varphi)) \right], \quad (1)$$

$$\vec{E}_B = \text{Re} \left[B(z,t) \vec{E}_\perp^B(r) \exp(i(\omega_B t - h_B z - m_B \varphi)) \right], \quad (2)$$

где $A(z,t)$ и $B(z,t)$ – медленно меняющиеся амплитуды, $\vec{E}_\perp^{A,B}(r)$ описывают соответствующие радиальные структуры. Далее считается, что мода A возбуждается приосевым электронным пучком на второй циклотронной гармонике. Тогда описывающая электронно-волновой взаимодействие система уравнений может быть записана в виде [21]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - 2i \frac{\kappa_A}{c} \frac{\partial a}{\partial t} - 2\sigma \kappa_A^2 b &= i \frac{4eI_b}{\pi m c^3} \frac{\kappa_A^2}{\beta_{\parallel 0} \sqrt{N_A}} \frac{s^s}{2^s s!} \int_0^{2\pi} p_+^s d\theta_0, \\ \frac{\partial b}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial b}{\partial t} - i(h_d - h_B)b - i \frac{\kappa_A^2}{h_0} \sigma a &= 0, \\ \frac{\partial p_+}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel 0}} \frac{\partial p_+}{\partial t} + i \frac{\kappa_A}{2\beta_{\parallel 0}} \frac{p_+}{s} (\Delta + |p_+|^2 - \beta_{\perp 0}^2) &= \frac{s^s}{2^s s!} \frac{\kappa_A}{\beta_{\parallel 0} \sqrt{N_A}} a (p_+^*)^{s-1} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использованы следующие безразмерны обозначения:

$p_+ = (p_x + ip_y) \exp(-i\omega_A t - i(m_A - s)\varphi)/mc$ – поперечный импульс электронов;
 $a = eA(N_A)^{1/2}/mc^2\kappa_A$ и $b = eB(N_B)^{1/2}/mc^2\kappa_B$ – амплитуды парциальных волн с критическими частотами $\omega_{A,B} = s\kappa_{A,B} = cv_{A,B}/r$ и нормами $N_{A,B} = (v_{A,B}^2 - m_{A,B}^2) J_{m_A, m_B}^2(v_{A,B})$; J_m – функция Бесселя первого рода; v_A и v_B – собственные числа мод, являющиеся решениями уравнений $J'_{m_A}(v_A) = 0$ и $J'_{m_B}(v_B) = 0$,

$h_B = (\omega_A^2 - \omega_B^2)^{1/2}/c$; $V_{gr} = c\beta_{gr} = h_{BC}/\kappa_A$ – групповая скорость моды B на критической частоте моды A , выбранной за несущую; $V_{\parallel 0} = c\beta_{\parallel 0}$ и $V_{\perp 0} = c\beta_{\perp 0}$ – поступательная и вращательная скорости электронов на входе в пространство взаимодействия; $\sigma = (\tilde{r}/2r_0)(v_B^2 - m_A m_B)/[(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)]^{1/2}$ – параметр связи пропорциональный глубине гофрировки [20]; I_b – ток электронного пучка, $\Delta = 2(\omega_A - s\omega_H)/\omega_A$ расстройка циклотронного резонанса относительно несущей частоты ω_A ; $\omega_H = eH/mc\gamma_0$ – невозмущенная релятивистская гирочастота; H – ведущее магнитное поле; γ_0 – масс-фактор. Возбуждению на второй циклотронной гармонике соответствует $s = 2$.

При записи граничных условий к уравнениям движения в (3) будем предполагать, что на вход giro-ЛБВ поступает электронный пучок с однородным распределением по фазам циклотронного вращения: $p_+ = \beta_{\perp 0} \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0; 2\pi)$. Граничные условия для квазикритической моды A запишем в форме [22]:

$$\begin{aligned}
 a^{in}(z) - \sqrt{\frac{c}{2i\pi\kappa_A}} \int_0^t \frac{\partial a^{in}(z, t')}{\partial z} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} &= 0, \\
 a^{out}(z) + \sqrt{\frac{c}{2i\pi\kappa_A}} \int_0^t \frac{\partial a^{out}(z, t')}{\partial z} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

которая соответствует свободной (без отражений) дифракции излучения через границы расчетной области (пространства взаимодействия giro-ЛБВ).

Для описания электронно-волнового взаимодействия в циклотронно-резонансном поглотителе можно использовать те же уравнения (3), в которых следует положить коэффициент связи равным нулю ($\sigma = 0$), поскольку здесь взаимодействие происходит в регулярном волноводе без гофрировки. Фактически, в этом случае уравнение для бегущей волны опускается, поскольку эта волна не участвует в электронно-волновом взаимодействии. Поглощающая секция запитывается изначально прямолинейным электронным пучком, взаимодействующим с квазикритической волной F на основной

циклотронной гармонике; таким образом, следует положить $\beta_{\perp 0} = 0$ и $s = 1$. Поле моды записывается в виде, аналогичном (1) с точностью до обозначений:

$$\vec{E}_F = \text{Re} \left[F(z, t) \vec{E}_{\perp}^F(r) \exp(i(\omega_F t - m_F \varphi)) \right]. \quad (5)$$

Граничные условия для моды F имеют вид

$$f^{in}(t) - \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_F}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial f^{in}(z, t')}{\partial z} dt' = 2\chi S_1 b^{out}(l_1, t) \exp(i(\omega_A - \omega_F)t), \quad (6)$$

$$f^{out}(z, t) + \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_F}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial f^{out}(z, t')}{\partial z} dt' = 0.$$

Здесь принято во внимание, что на вход поглотителя поступает выходной сигнал усилительной секции b^{out} ; $f = eF(N_B)^{1/2}/mc^2 \kappa_F$, $\omega_F = c\kappa_F = c\nu_B/r_2$, r_2 – радиус гладкого волновода в поглотителе, $\chi = \sqrt{\beta_{gr1} / \beta_{gr2}}$ – коэффициент, возникающий из-за непрерывности потока мощности при передаче излучения между секциями с разным поперечным сечением; S_1 – коэффициент, учитывающий дифракционные и омические потери, связанные с передачей излучения между секциями с использованием квазиоптической линии передачи; $V_{gr2} = c\beta_{gr2} = \left(dh/d\omega|_{\omega=\omega_g} \right)^{-1} = c\sqrt{2(\omega_g - \omega_F)/\omega_F}$ – групповая скорость рабочей волны в поглотителе; $\omega_g = \omega_A + \left(\beta_{gr1}(h_d - h_B) - \sqrt{\beta_{gr1}^2(h_d - h_B)^2 + 4\sigma^2\omega_A^2/c^2} \right) / 2$ – частота нормальной волны винтового волновода в первой секции при нулевом продольном волновом числе, определяющая центральную частоту спектра в режиме генерации импульсов (далее – центральная частота ПСМ генератора).

Для замыкания цепи обратной связи следует записать граничное условие, связывающее амплитуду бегущей волны b^{in} на входе усилителя с амплитудой волны f^{out} на выходе поглотителя:

$$b^{in}(t + T_{delay}) \exp(i\omega_A(t + T_{delay})) = \chi^{-1} S_2 f^{out}(t) \exp(i\omega_F t), \quad (7)$$

где S_2 – коэффициент передачи, T_{delay} – временная задержка в контуре обратной связи.

Далее считается, что генерация инициируется внешним СВЧ-импульсом, подающимся непосредственно на вход усилителя. При этом принято во внимание, что в общем случае несущая частота импульса ω_s может отличаться от центральной частоты ПСМ генератора ω_g . Соответственно, для входного сигнала можно записать:

$$b^{in} = \begin{cases} \sqrt{8P_{peak} / \beta_{gr}P_0} \sin^2(\pi\Lambda t / t_{pulse}) \exp(i(\omega_s - \omega_A)t), & 0 < t < t_{pulse} / \Lambda \\ 0, & otherwise \end{cases} \quad (8)$$

где P_{peak} – пиковая мощность, t_{pulse} – длительность импульса по полувысоте интенсивности, $P_0 = m^2 c^5 / e^2 \approx 8.7$ ГВт, $\Lambda = 1 - 2\pi^{-1} \arcsin(1/2^{1/4}) \approx 0.36$.

Для дальнейших оценок будем использовать выражение, определяющее полезную (поступающую в нагрузку) мощность генератора, в виде:

$$P = \frac{P_0}{8} \frac{c\omega_B^2}{\omega_F^3} (1 - S_2^2) \left| \operatorname{Im} \left(f^{out} \left(\frac{\partial f^{out}}{\partial z} \right)^* \right) \right|. \quad (9)$$

2. Результаты моделирования жесткого режима возбуждения для параметров ПСМ генератора с центральной частотой 33.5 ГГц

В данном Разделе на основе развитой выше модели определены оптимальные режимы работы ПСМ генератора Ка-диапазона (центральная частота генерации 33.5 ГГц), реализованного в [13], при его жестком возбуждении внешним импульсом. Основные параметры сведены в Таблицу 1.

Параметры усилительной секции выбирались близкими к эксперименту. Параметры поглотителя были несколько изменены так, чтобы обеспечивать достаточно высокий уровень подавления малых сигналов. Коэффициенты, моделирующие работу линии передачи, выбирались равными $S_1 = 0.9$ и

$S_2 = 0.6$. Временная задержка, соответствующая времени прохождения сигнала по цепи обратной связи, составляла, как и в эксперименте ~ 25 нс.

В качестве инициирующего импульса рассматривался импульс с длительностью 0.3 нс, который может быть получен в этом же или близком частотном диапазоне от ЛОВ [19]. Исследовалась зависимость режимов генерации и выходных параметров от мощности и центральной частоты поступающего импульса.

Таблица 1. Основные параметры ПСМ генератора в режиме жесткого возбуждения.

	Усилитель	Поглотитель
Энергия частиц	49 кВ	41 кВ
Ток	7.3 А	1.6 А
Питч-фактор	0.9	0
Длина взаимодействия	244 мм	56 мм
Средний радиус волновода	2.8 мм	2.8 мм
Период гофра	11.4 мм	-
Амплитуда гофра	0.8 мм	-
Рабочая мода (связка мод)	$TE_{2,1}/TE_{1,1}$	$TE_{1,1}$
Резонансное магнитное поле	~ 0.66 Тл	~ 1.1 Тл

Результаты расчетов показывают, что если подать входной импульс непосредственно на центральной частоте ПСМ генератора, то достаточная пиковая мощность составит всего около 10 кВт. При выбранных параметрах, согласно результатам моделирования (рис. 2), генерируется периодическая последовательность импульсов с пиковой мощностью около 100 кВт, длительностью на полувысоте 0.24 нс и периодом повторения около 25 нс, определяемым полным временем циркуляции излучения в системе.

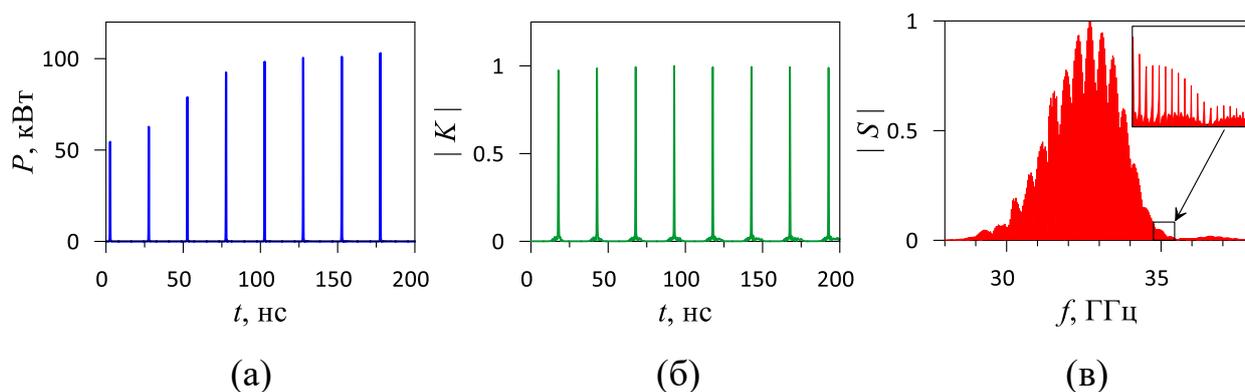


Рис. 2. Результаты моделирования жесткого режима возбуждения ПСМ генератора при совпадении его центральной частоты с несущей частотой инициирующего импульса. Показаны: (а) – временной профиль выходного излучения; (б) – соответствующая автокорреляционная функция; (в) – спектр выходного сигнала (частотная гребенка). Параметры инициирующего импульса – пиковая мощность 10 кВт, несущая частота 33.5 ГГц, длительность по полувысоте 0.3 нс.

Расчет автокорреляционной функции [23] демонстрирует высокую степень фазовой корреляции между импульсами. При этом спектр выходного излучения в виде частотной гребенки характеризуется большим числом линий с расстояниями между ними, соответствующими расстоянию между собственными частотами продольных мод резонатора, формируемого петлей обратной связи (Free Spectral Range).

Далее проводились оценки минимальной пиковой мощности внешнего импульса, необходимой для инициирования жесткого режима работы ПСМ генератора при отстройке несущей частоты входного сигнала от центральной частоты генератора. На рис. 3 заштрихована область искомых параметров на плоскости «пиковая амплитуда – несущая частота падающего импульса». Вне этой области (например, точка I) подача входного импульса не приводит к развитию генерации. Фактически имеет место затухание импульса на нескольких проходах по цепи обратной связи (см. соответствующую панель на рис. 3).

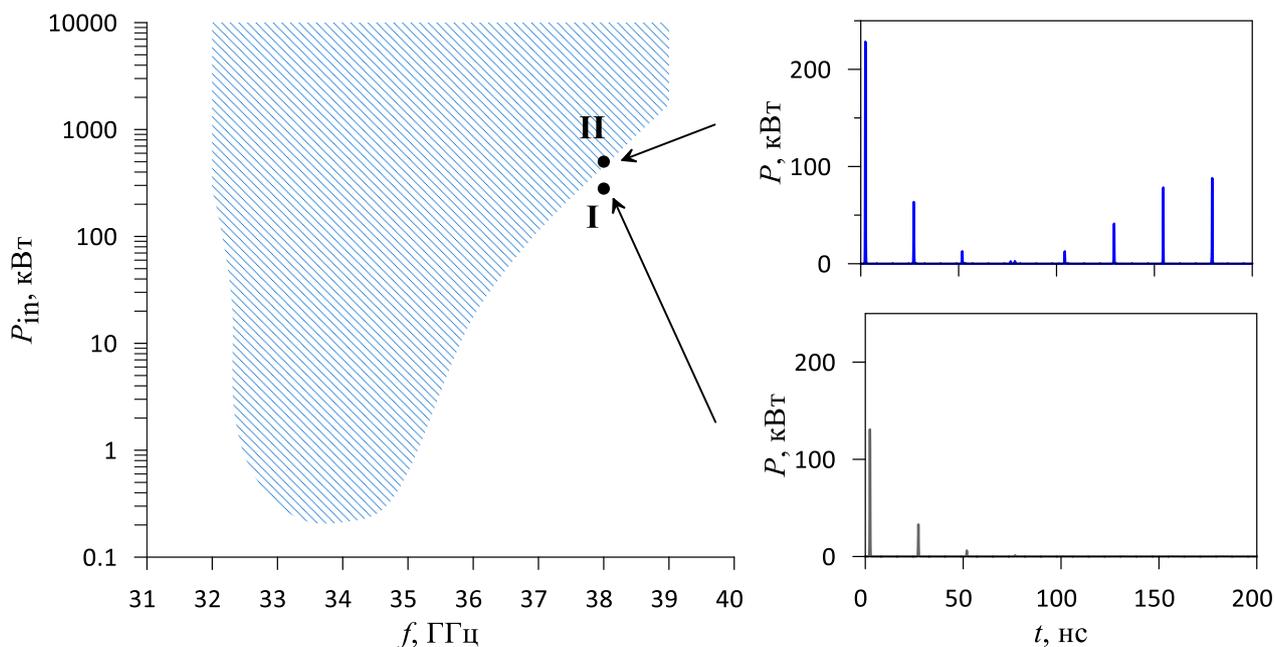


Рис. 3. Заштрихованная область соответствует параметрам внешнего импульса на плоскости «несущая частота – пиковая мощность», при которых обеспечивается запуск ПСМ генератора в жестком режиме возбуждения, обеспечивающие возбуждение генерации сверхкоротких импульсов. Длительность импульса на полувысоте составляет 0.3 нс. Справа показан отклик ПСМ генератора при параметрах инициирующего импульса, соответствующих точкам I (снизу) и II (наверху).

В то же время при подаче импульса с параметрами, лежащими внутри заштрихованной области, даже при затухании импульса на первых нескольких проходах, далее происходит запуск генератора, и формируется периодическая последовательность коротких импульсов, аналогичная представленной на рис. 2а. При этом, естественно, что при увеличении расстройки частот, пиковая мощность инициирующего импульса должна быть увеличена, чтобы обеспечить достаточную спектральную плотность мощности для просветления циклотронного поглотителя. Точка II на рис. 3 соответствует несущей частоте внешнего импульса 38 ГГц, что характеризует суб-гигваттную короткоимпульсную ЛОВ на основе драйвера РАДАН. Указанную ЛОВ планируется использовать для инициации жесткого режима разработанного ПСМ генератора. В этом случае, согласно оценкам, достаточная мощность составляет порядка 500 кВт.

Заключение

Таким образом, на основе усредненной модели продемонстрировано, что в режиме жесткого возбуждения возможно существенное обогащение (вплоть до Free Spectral Range) спектра выходного излучения электронного генератора с пассивной синхронизацией мод, экспериментально реализованного в [13]. При этом инициация такого режима может быть осуществлена субнаносекундным импульсом, мощность которого должна быть достаточной для просветления циклотронно-резонансного поглотителя. В свою очередь указанный поглотитель должен быть настроен так, чтобы стартовые условия для самовозбуждения генератора от шумов электронного пучка выполнены не были. Было показано, что жесткий запуск может быть осуществлен при значительной отстройке частоты внешнего импульса от центральной частоты ПСМ генератора. Такие условия реализуются при формировании иницирующего импульса субнаносекундной ЛОВ на основе драйвера РАДАН, что планируется использоваться в соответствующих экспериментах. В то же время полученные данные показывают, что точная настройка частот не обязательна, что представляет интерес для дальнейших исследований таких режимов, в том числе, при переходе в более высокочастотные диапазоны.

Финансирование: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 23-12-00291.

Литература

1. Krupnov A.F. et al. Technique of broadband measurements of frequency conversion efficiency for each harmonic in frequency multipliers up to terahertz range // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2000. – V. 21. – P. 343-354.
2. Parshin V.V. et al. Modern resonator spectroscopy at submillimeter wavelengths // IEEE Sensors Journal. – 2012. – V. 13. – №. P. – P. 18-23.

3. Kryukov P.G. Ultrashort-pulse lasers // Quantum electronics. – 2001. – V. 31. – №. 2. – P. 95.
4. Keller U. Recent developments in compact ultrafast lasers // nature. – 2003. – V. 424. – №. 6950. – P. 831-838.
5. Brabec T. et al. Kerr lens mode locking // Optics letters. – 1992. – V. 17. – №. 18. – P. 1292-1294.
6. Keller U. et al. Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd: YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber // Optics letters. – 1992. – V. 17. – №. 7. – P. 505-507.
7. Ginzburg N.S. et al. Generation of “gigantic” ultra-short microwave pulses based on passive mode-locking effect in electron oscillators with saturable absorber in the feedback loop // Physics of Plasmas. – 2016. – V. 23. – №. 5. – P. 050702.
8. Ginzburg N.S. et al. Generation of trains of ultrashort microwave pulses by two coupled helical gyro-TWTs operating in regimes of amplification and nonlinear absorption // Physics of Plasmas. – 2017. – V. 24. – №. 2. – P. 023103.
9. Ginzburg N.S. et al. Dissipative solitons in electron oscillators with a saturable absorber // Physics of Plasmas. – 2018. – V. 25. – №. 9. – P. 093111.
10. Ginzburg N.S. et al. Generation of periodic high-power ultrashort pulse sequences in a chain of coupled traveling-wave tubes operating in the regimes of amplification and nonlinear Kompfner suppression // Technical Physics Letters. – 2017. – V. 43. – P. 842-845.
11. Ginzburg N.S. et al. Nonlinear cyclotron resonance absorber for a microwave subnanosecond pulse generator powered by a helical-waveguide gyrotron traveling-wave tube // Physical Review Applied. – 2020. – V. 13. – №. 4. – P. 044033.
12. Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. The induced radiation of excited classical oscillators and its use in high-frequency electronics // Radiophysics and Quantum Electronics. – 1967. – V. 10. – №. 9. – P. 794-813.

13. Ginzburg N.S. et al. Ka-band 100-kW subnanosecond pulse generator mode-locked by a nonlinear cyclotron resonance absorber // *Physical Review Applied*. – 2021. – V. 16. – №. 5. – P. 054045.
14. Denisov G.G. et al. Gyrotron traveling wave amplifier with a helical interaction waveguide // *Physical review letters*. – 1998. – V. 81. – №. 25. – P. 5680.
15. Bratman V.L. et al. High-gain wide-band gyrotron traveling wave amplifier with a helically corrugated waveguide // *Physical Review Letters*. – 2000. – V. 84. – №. 12. – P. 2746.
16. Coen S., Erkintalo M. Universal scaling laws of Kerr frequency combs // *Optics letters*. – 2013. – V. 38. – №. 11. – P. 1790-1792.
17. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны // *УФН* – 2000. – Т. 170. – №. 4. – С. 462-465.
18. Vladimirov A.G. et al. Bifurcation analysis of laser autosolitons // *Quantum Electronics*. – 1997. – V. 27. – №. 11. – P. 949.
19. Korovin S.D. et al. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of the driving short electron beam // *Physical Review E–Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*. – 2006. – V. 74. – №. 1. – P. 016501.
20. Denisov G.G., Cooke S.J. Digest 21st Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves // *Conf. Infrared Millimeter Waves*. – 1996.
21. Ginzburg N.S. et al. Mechanisms of amplification of ultrashort electromagnetic pulses in gyrotron traveling wave tube with helically corrugated waveguide // *Physics of Plasmas*. – 2015. – V. 22. – №. 11. – P. 113111.
22. Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators // *International Journal of Electronics Theoretical and Experimental*. – 1986. – V. 61. – №. 6. – P. 881-894.
23. Ginzburg N.S. et al. Generation of a periodic sequence of high-power ultrashort pulses in a chain of coupled backward-wave and traveling-wave tubes operating in the regimes of amplification and nonlinear Kompfner suppression // *Technical Physics*. – 2018. – V. 63. – P. 1205-1211.

Для цитирования:

Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Самсонов С.В., Сергеев А.С. Обогащение спектра излучения электронного генератора с пассивной синхронизацией мод в жестком режиме возбуждения // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 5. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.5.9>