

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.6.4>

УДК: 621.385.6

## РЕЖИМЫ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ЛАМПЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С ЦЕПЬЮ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Вилков М.Н., Иванов А.А., Розенталь Р.М.

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

Статья поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.

**Аннотация.** Рассмотрены режимы генерации последовательностей коротких коррелированных импульсов в лампе бегущей волны (ЛБВ) с цепью обратной связи в режиме синхронизации мод. Показано, что в системе с параметрами, соответствующими экспериментально реализованной ЛБВ W-диапазона с линейной цепью обратной связи возможна генерация импульсов, пиковая интенсивность которых в несколько раз превышает средний уровень мощности. В свою очередь, значительное увеличение пиковой интенсивности импульсов может быть достигнуто за счет добавления в цепь обратной связи насыщающегося поглотителя.

**Ключевые слова:** лампа бегущей волны, синхронизация мод, генерация коротких импульсов.

**Финансирование:** Работа выполнена в рамках государственного задания FFUF-2024-0027.

**Автор для переписки:** Розенталь Роман Маркович, [rrz@ipfran.ru](mailto:rrz@ipfran.ru)

## Введение

Разработка источников последовательностей коррелированных импульсов микроволнового и терагерцового диапазонов представляет значительный интерес для научных приложений, поскольку спектр таких последовательностей представляет собой т.н. «частотную гребенку». К примеру, в работе [1] был предложен новый метод рефлектометрии плазмы с использованием излучения с гребенчатым спектром. В настоящее время данный метод развивается сразу несколькими научными группами [2-5]. Использование частотных гребенок позволяет существенно улучшить функциональные возможности в спектроскопии (чувствительность, разрешающую способность, скорость получения данных и др.), что отражено в работах [6-9]. Можно ожидать, что увеличение мощности подобного излучения позволит освоить методы нелинейной спектроскопии, которая активно развивается в последние годы на основе монохроматических источников [10, 11].

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации коррелированных последовательностей импульсов, основанный на эффекте пассивной синхронизации мод [12, 13]. Указанный эффект реализуется при установке в резонатор лазера нелинейного элемента (амплитудного фильтра), поглощающего излучение малой амплитуды и прозрачного для излучения большой интенсивности. В результате возникает синхронизация мод резонатора, при которой излучение лазера представляет собой периодическую последовательность ультракоротких импульсов высокой мощности. Как показано в работах [14-17], данный метод генерации импульсов может быть использован в СВЧ-электронике. При этом генератор должен состоять из активного элемента (электронного усилителя) и нелинейного насыщающегося поглотителя, включенного в цепь обратной связи.

Также в физике лазеров достаточно давно известен и эффект самосинхронизации мод, при котором генерация последовательностей импульсов возможна без применения дополнительных элементов [18-20].

В СВЧ-электронике, впервые режимы самосинхронизации мод были теоретически обнаружены в модели лазера на свободных электронах с высокочастотным резонатором [21]. Предположение о существовании режимов самосинхронизации мод в черенковских ЛБВ с запаздывающей обратной связью впервые было сделано в работе [22]. В недавней работе [23] были экспериментально получены коррелированные последовательности наносекундных импульсов в режиме самосинхронизации мод в gyro-ЛБВ с сильными отражениями выходного сигнала.

В данной работе представлены результаты исследований лампы бегущей волны W-диапазона с цепью обратной связи, в которой могут быть реализованы режимы синхронизации и самосинхронизации мод.

## 1. Принцип синхронизации мод

Будем полагать, что в ЛБВ организована цепь обратной связи с достаточно большим коэффициентом передачи. При отсутствии электронного пучка мы получим кольцевой резонатор, собственные частоты которого  $\omega$  будут определяться из фазового соотношения:

$$\omega T(\omega) = 2\pi m, \quad (1)$$

где  $m$  – целое число,

$$T(\omega) = \frac{L}{V_{gr}(\omega)} + \frac{l}{v_{gr}(\omega)} \quad (2)$$

(2) – время обхода волной кольцевого резонатора,  $L$  и  $l$  – длина замедляющей системы и цепи обратной связи,  $V_{gr}$  и  $v_{gr}$  – соответствующие групповые скорости волны, которые в общем случае зависят от частоты.

Для случая слабой зависимости групповой скорости волны от частоты сигнала спектр кольцевого резонатора можно считать эквидистантным с расстоянием между модами равным:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (3)$$

Известно, что в ЛБВ с цепью обратной связи могут возникать автомодуляционные режимы генерации, соответствующие одновременному возбуждению нескольких собственных мод кольцевого резонатора [22, 24]. Если при этом фазы различных мод связаны определенным соотношением, то имеет место синхронизация мод.

Следуя работе [25], рассмотрим в качестве примера генерацию  $2n + 1$  собственных мод с одинаковыми амплитудами  $A_0$ . Будем полагать, что фазы мод  $\varphi_k$  связаны следующим соотношением:

$$\varphi_k - \varphi_{k-1} = \varphi_0 = \text{const}, \quad (4)$$

тогда амплитуда суммарной волны запишется в виде:

$$A(t) = \sum_{k=-n}^n A_k(t), \quad A_k(t) = A_0 e^{i[(\omega_0 + k\Delta\omega)t + k\varphi_0]}, \quad (5)$$

где  $\omega_0$  – частота центральной моды, которая выбирается в качестве несущей частоты. Для простоты будет полагать значение  $\varphi = 0$  и перепишем выражение (5) в следующем виде:

$$A(t) = a(t)e^{i\omega_0 t}, \quad a(t) = \sum_{k=-n}^n A_0 e^{ik\Delta\omega t}. \quad (6)$$

Из последнего выражения видно, что при условии  $\Delta\omega \ll \omega_0$  функцию  $A(t)$  можно считать гармоническим колебанием на частоте  $\omega_0$ , амплитуда которого зависит от времени по закону  $a(t)$ .

Рассмотрим случай  $n = 2$ , когда происходит синхронизация 5 мод. Для удобства выберем значения  $\omega_0 = 2\pi$ ,  $\Delta\omega = 0.1\omega_0$ . На Рис. 1а-д построены зависимости от времени сигнала каждой из этих мод. Благодаря выполнению условия синхронизации (4) данные моды интерферируют друг с другом, в результате чего в суммарном сигнале образуются равномерно отстоящие друг от друга волновые пакеты (Рис. 1е).

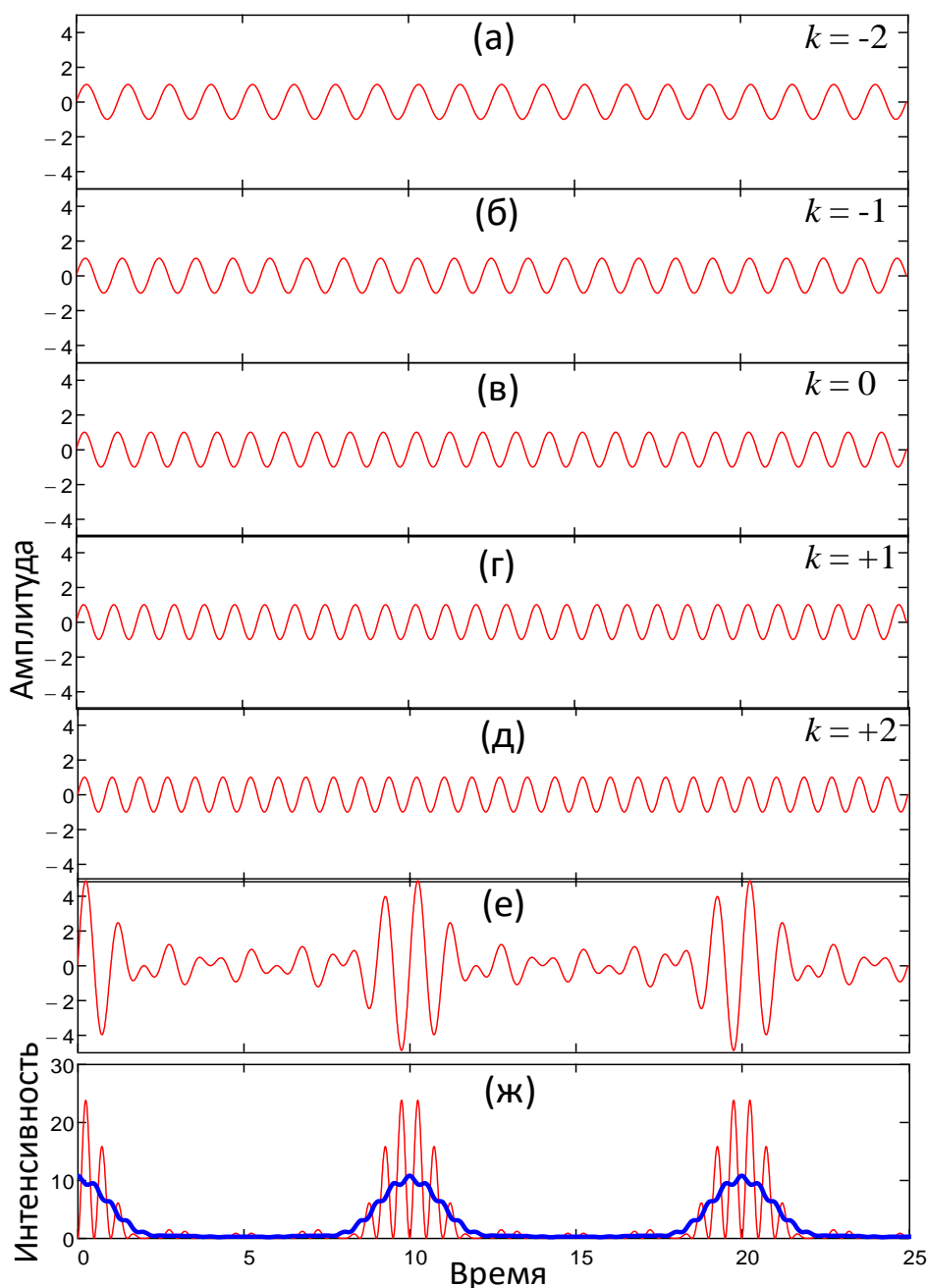


Рис. 1. Иллюстрация принципа синхронизации для случая пяти мод:  
 (а)-(д) – зависимости сигнала от времени для пяти мод с величиной отстройки от несущей частоты  $k\Delta\omega$ , (е) – зависимость от времени суммарного сигнала,  
 (ж) – зависимость от времени интенсивности суммарного сигнала  
 (сплошная утолщенная линия – сглаженное значение интенсивности).

Расстояние между волновыми пакетами составляет величину  $T = 2\pi/\omega_0$ , а ширина пакета по полувысоте  $\tau \approx 2\pi/(2n+1)\Delta\omega = 1/\Delta F$ , где  $\Delta F$  – полная ширина спектра генерации. Максимальная интенсивность волновых пакетов в простейшем случае пропорциональна квадрату числа генерируемых мод,

в силу чего синхронизация мод может использоваться для получения последовательностей коротких импульсов с большой пиковой мощностью.

Для случая синхронизации трех мод достаточно просто получить ряд аналитических соотношений. Рассмотрим пример синхронизации трех мод с частотами  $\omega + k\Delta\omega$ ,  $k = -1, 0, 1$ , сумма которых запишется в виде:

$$A(t) = \sum_k a_k(t), \quad a_k(t) = a_k^0 e^{i[(\omega+k\Delta\omega)t+\varphi_k]}. \quad (7)$$

Если фазы мод имеют одинаковое значение:

$$\varphi_k = \text{const} = \varphi, \quad (8)$$

то при условии  $a_k^0 = a_0 = \text{const}$ , выражение (7) преобразуется к виду:

$$A(t) = a_0 e^{i(\omega t + \varphi)} (2 \cos(\Delta\omega t) + 1), \quad (9)$$

в свою очередь суммарная интенсивность запишется в виде:

$$I(t) = \text{Re}\{A(t)\}^2 = a_0^2 (2 \cos(\Delta\omega t) + 1)^2 \cos^2(\omega t). \quad (10)$$

Благодаря выполнению условия (8) в суммарном сигнале образуются равномерно отстоящие друг от друга волновые пакеты, пиковая интенсивность которых будет составлять величину:

$$I_{\max} = 9a_0^2 = 6\langle I(t) \rangle, \quad (11)$$

где  $\langle I(t) \rangle = 1.5a_0^2$  – среднее значение интенсивности суммы трех мод.

При нарушении условия фазировки (8) пиковая интенсивность будет уменьшаться. К примеру, для случая  $\varphi_{-1} = \varphi_{+1} = 0$ ,  $\varphi_0 \neq 0$  выражение (11) запишется в виде:

$$I_{\max} = (5 + |4 \cos \varphi_0|) a_0^2. \quad (12)$$

Очевидно, что самым неблагоприятным является случай  $\varphi_0 = \pi/2 + \pi n$ , где  $n$  – целое число, при котором  $\cos(\varphi_0) = 0$  и  $I_{\max} = 5a_0^2 \approx 3.3 \langle I(t) \rangle$  (Рис. 2). При последовательном изменении расстройки фазы к значениям  $\varphi_0 = \pi n$  происходит постепенное увеличение пиковой интенсивности до значения, определяемого выражением (11).

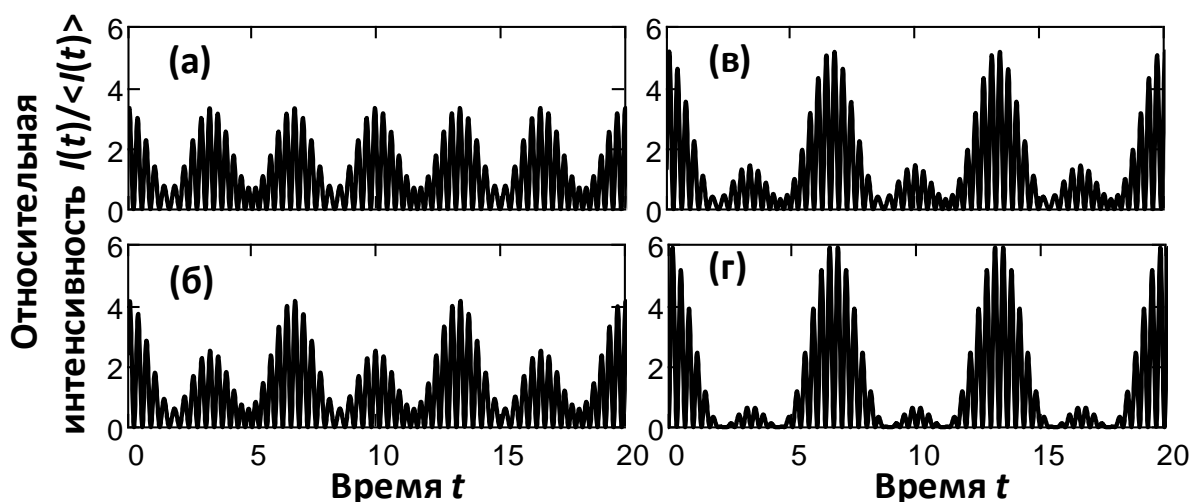


Рис. 2. Иллюстрация принципа синхронизации для случая трех мод – зависимости от времени относительной интенсивности при различных значениях фазовой расстройки:  
 (а) –  $\varphi_0 = \pi/2$ , (б) –  $\varphi_0 = 2\pi/5$ , (в) –  $\varphi_0 = \pi/4$ , (г) –  $\varphi_0 = 0$ .

На практике спектральные компоненты могут иметь разную амплитуду, что также сказывается на суммарном колебании. К примеру, для случая сложения трех сфазированных мод с соотношением амплитуд  $a_{\pm 1}^0 = \beta a_0^0$ , выражение для относительной интенсивности приобретет следующий вид:

$$\frac{I_{\max}}{\langle I \rangle} = \frac{2(2\beta + 1)^2}{2\beta^2 + 1}. \tag{13}$$

Таким образом при значении  $\beta = 0.5$  пиковое значение интенсивности снижается до  $I_{\max} = \frac{16}{3} \langle I(t) \rangle \approx 5.3 \langle I(t) \rangle$  (Рис. 3б), а при  $\beta = 0.25$  составляет  $I_{\max} = 4 \langle I(t) \rangle$  (Рис. 3в).

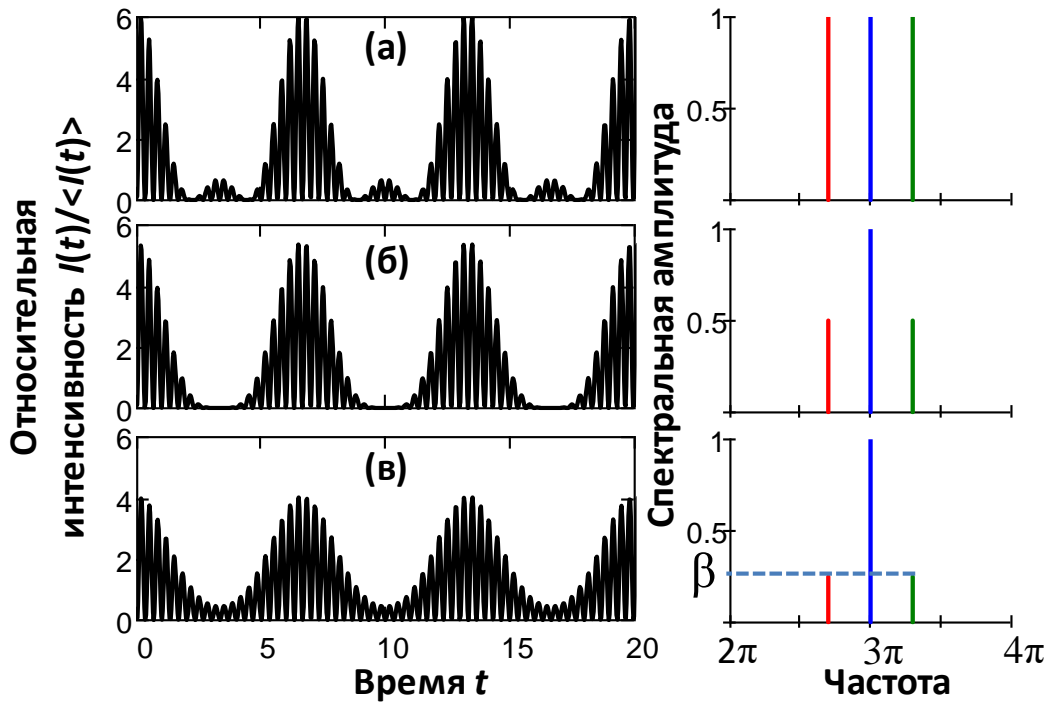


Рис. 3. Иллюстрация принципа синхронизации для случая трех мод – зависимости от времени относительной интенсивности при изменении соотношения амплитуд между спектральными компонентами: (а) –  $\beta = 1.0$ , (б) –  $\beta = 0.5$ , (в) –  $\beta = 0.25$ .

## 2. Моделирование ЛБВ с линейной цепью обратной связи

Будем полагать, что электрическое поле попутной волны в ЛБВ записывается в виде  $E = \text{Re} \left[ A(z, t) \exp(i(\omega t - hz)) \right]$ , где  $A(z, t)$  – медленно меняющаяся по времени  $t$  и по продольной координате  $z$  амплитуда волны,  $\omega$  – частота волны,  $h$  – продольное волновое число. При этом волна находится в синхронизме с электронным потоком  $\omega = h\nu_0$ , где  $\nu_0$  – скорость электронного потока. В условиях относительно малого изменения энергии частиц процесс усиления в ЛБВ может быть описан следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial a}{\partial \zeta} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} = \text{Re} \left( a e^{i\theta} \right),$$



где  $a$  – нормированная амплитуда действующего поля,  $\zeta = \omega Cz/v_0$  и  $\tau = \omega C(t - z/v_0)(1 - v_0/v_{gr})^{-1}$  – нормированные координата и время,  $v_{gr}$  – групповая скорость волны,  $C = \sqrt[3]{eI_0K/(2mv_0^2)}$  – параметр усиления Пирса,  $I_0$  – ток электронного пучка,  $K$  – сопротивление связи,  $\theta = \omega t - hz$  – фаза электронов относительной синхронной волны,  $m, e$  – масса и заряд электрона. В предположении, что на входе в пространства взаимодействия электронный поток не имеет начальной модуляции по плотности и скорости частиц, граничные условия для уравнений движения в (14) имеют вид:

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} = \Delta, \quad (15)$$

где  $\Delta$  – нормированная расстройка синхронизма.

Рассмотрим динамику генератора, состоящего из усилителя и линейной цепи обратной связи, характеризующейся коэффициентом обратной связи  $R$ . В этом случае уравнения (14) следует дополнить граничным условием для амплитуды поля:

$$a(\zeta = 0, \tau) = R \cdot a(\zeta = L, \tau - T), \quad (16)$$

где  $T$  – нормированное время задержки сигнала,  $L$  – нормированная длина области усиления. Для уменьшения числа независимых переменных будет рассматривать ситуацию:

$$T = 2L. \quad (17)$$

Таким образом, изменение динамики этой системы будет определяться только параметром нормированной длины  $L$  и коэффициентом обратной связи  $R$ .

Моделирование показывает, что в такой системе в достаточно широкой области параметров возможна генерация коррелированных

последовательностей импульсов. Максимальное значение относительной интенсивности таких импульсов достигает значений  $I_a \approx 3$ . Эта величина совпадает с оценкой максимально возможной относительной амплитуды для случая синхронизации трех мод. При этом следует иметь в виду, что для медленно меняющейся амплитуды волны отношение максимального значения нормированной интенсивности  $|a(\tau)|^2$  к среднему значению по сравнению с выражением (11) уменьшатся в два раза:

$$I_a = \max \left\{ |a(t)|^2 \right\} / \left\langle |a(t)|^2 \right\rangle = 3. \quad (18)$$

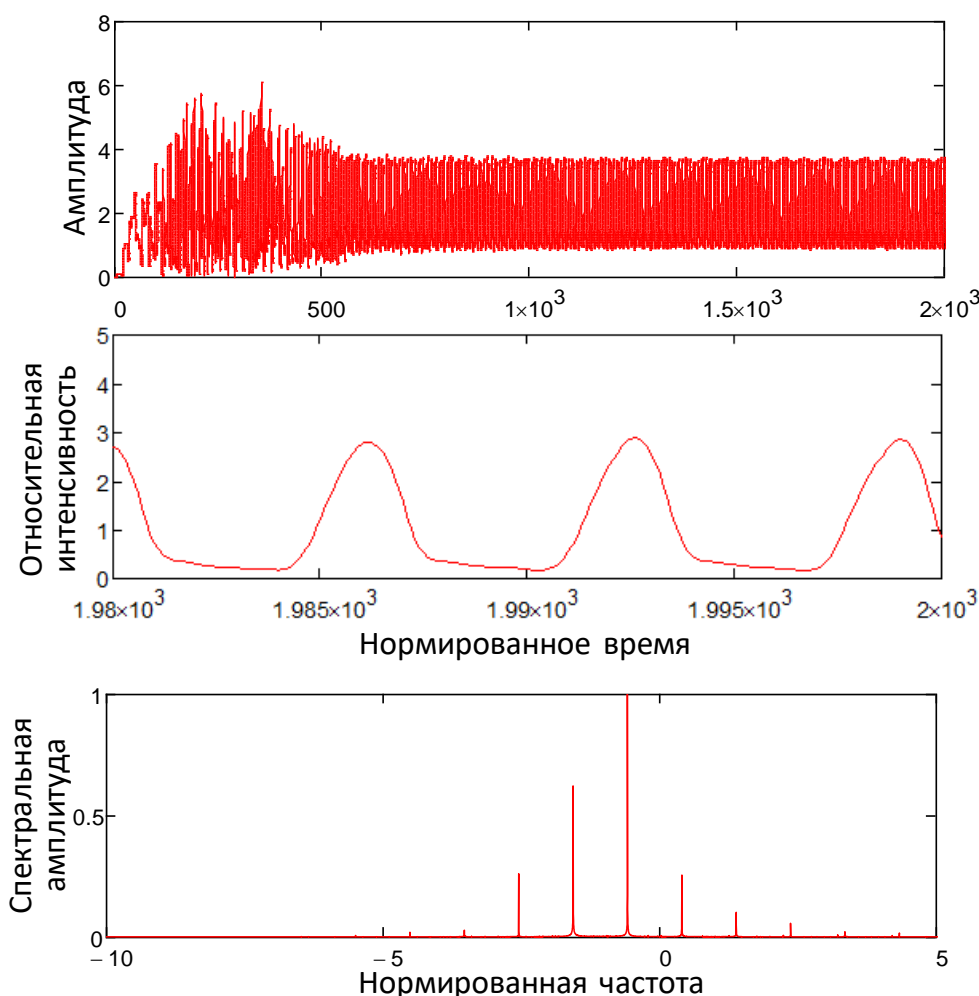


Рис. 4. Зависимости от времени амплитуды и интенсивности выходного излучения и спектр сигнала в режиме самосинхронизации мод в системе с линейной цепью обратной связи.

На рис. 4 показана форма выходного сигнала и спектра ЛБВ в режиме самосинхронизации мод, рассчитанная для параметров ЛБВ W-диапазона [26]. Отметим, что в таком режиме процесс установления имеет достаточно большую длительность, что на практике может иметь значение в случае реализации импульсных систем с ограниченной длительностью электронного пучка.

Расчеты трехмерной модели ЛБВ W-диапазона с линейной цепью обратной связи также были выполнены методом крупных частиц. В моделировании прямолинейный электронный пучок с энергией 13.5 кэВ проходил через замедляющую систему через каналы транспортировки диаметром 0.45 мм. На рис. 5 представлены геометрия пространства взаимодействия. Для создания цепи обратной связи выходной сигнал ЛБВ разделялся на две равные части волноводным делителем, одна из которых через волновод цепи обратной связи поступала на вход ЛБВ, а другая – в выходной волновод. Значение коэффициента обратной связи регулировалось параметрами поглощающей вставки в волноводе. Общее число узлов счетной сетки составляло около 15 млн., число макрочастиц – около 1.7 млн.

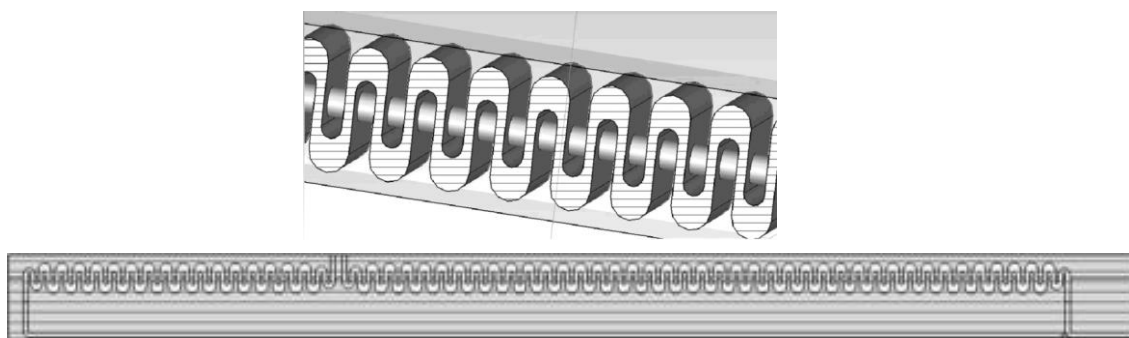


Рис. 5. Трехмерная модель ЛБВ с линейной цепью обратной связи.

При значении коэффициента обратной связи  $R^2 \approx 10\%$  динамика системы в значительной степени соответствовала результатам расчетов по усредненным уравнениям (14). По мере увеличения тока пучка в системе возникали сначала одночастотные, а затем и многочастотные колебания с эквидистантным спектром. При этом в системе наблюдались области синхронизации, характеризующиеся генерацией коррелированных последовательностей

коротких импульсов. К примеру, при токе 26 мА длительность импульсов составляла около 380 пс (Рис. 6), а пиковая интенсивность  $I_{\max} \approx 6$ , что соответствует значению, полученному в выражении (11).

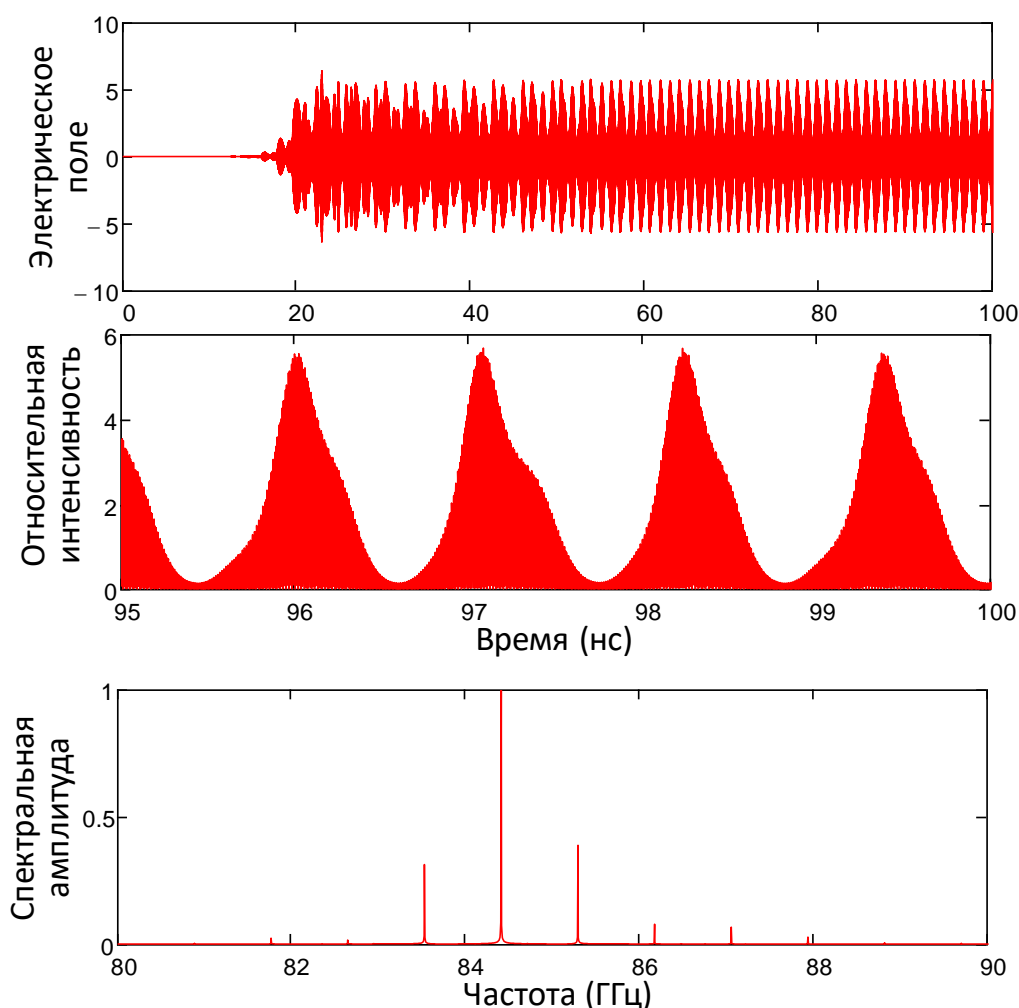


Рис. 6. Результаты трехмерного моделирования методом крупных частиц: зависимости от времени величины электрического поля и интенсивности выходного излучения и спектр сигнала в режиме самосинхронизации мод в системе с линейной цепью обратной связи.

### 3. Моделирование ЛБВ с насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи

Для увеличения относительной мощности генерируемых импульсов можно перейти к более сложной системе, в которой в цепи обратной связи устанавливается т.н. насыщающийся поглотитель, который сильно поглощает сигналы с малой амплитудой, при этом практически полностью пропускает

сигналы с большой амплитудой. В отечественной литературе получил также распространение термин "экспандер" [27].

Для реализации нелинейного поглотителя можно использовать метод, основанный на использовании хорошо известного для черенковских ламп бегущей волны режима компфнеровского подавления [28, 29], реализующегося в области расстроек синхронизма, при которых фазовая скорость волны превосходит поступательную скорость электронов. При этом требуемые характеристики поглотителя достигаются соответствующим подбором параметров, в том числе расстройки синхронизма, длины рабочего пространства и тока пучка.

Для описания работы первой усилительной секции будем использовать ранее использованную систему уравнений:

$$\frac{\partial a_1}{\partial \zeta} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_{10} \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \zeta^2} = \operatorname{Re}(a e^{i\theta_1}),$$

где все переменные и нормировки аналогичны использованным в системе уравнений (14).

В свою очередь процесс электронно-волнового взаимодействия в поглощающей секции в условиях группового синхронизма можно записать в виде:

$$\frac{\partial a_2}{\partial \zeta} = \frac{G}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_{20} \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \zeta^2} = \operatorname{Re}(a_2 e^{i\theta_2}),$$

где  $G$  – отношение токов электронных пучков в секции усиления и поглощения.

После усилительной секции сигнал проходит в секцию поглощения. Таким образом, амплитуды сигналов на выходе из усилителя и на входе в секцию поглощения связаны условием:

$$a_2(\zeta = 0, \tau) = a_1(\zeta = L_1, \tau), \quad (21)$$

где  $L_1$  – нормированная длина первой секции. В свою очередь, после поглотителя через линию задержки с нормированным временем запаздывания  $T$  сигнал опять поступает на вход усилителя, что можно записать в виде условия:

$$a_1(\zeta = 0, \tau) = a_2(\zeta = L_2, \tau), \quad (22)$$

где  $L_2$  – нормированная длина второй секции.

Моделирование системы уравнений (19), (20) с граничными условиями (21), (22) показывает наличие достаточно широкой области параметров, в которой реализуются режимы генерации периодической последовательности коротких импульсов. При этом для получения таких режимов в общей системе необходимо, чтобы в отсутствие поглощающей секции имело место достаточно большое превышение над порогом, обеспечивающее возникновение широкополосных хаотических режимов генерации. При относительно малом превышении, когда в исходной системе (усилителе с запаздывающей обратной связью) устанавливается стационарный одночастотный режим, введение просветляющегося поглотителя не приводит к развитию импульсной генерации.

Как и в лазерной физике, в зависимости от характеристик секции поглощения импульсный режим может иметь мягкий и жесткий сценарии установления. Основным фактором, определяющим характер режима генерации, является уровень подавления поглотителем малого сигнала. Если этот уровень таков, что с учетом линейного поглощения не выполнены условия самовозбуждения генератора, то, естественно, генерация может начаться только после подачи в систему достаточно большого сигнала,

просветляющего поглотитель. Если же подавление малого сигнала находится на умеренном уровне, то генерация развивается из малых случайных начальных шумов.

В режиме мягкого самовозбуждения на начальной стадии имеют место самовозбуждение и установление квазистационарного режима генерации. Вторая секция работает при этом в режиме линейного поглощения. Однако вследствие эффекта просветления поглотителя с ростом амплитуды волны режим стационарной генерации теряет устойчивость, и происходит переход к режиму генерации периодической последовательности коротких импульсов. При этом пиковая амплитуда импульсов на порядок превосходит амплитуду квазистационарной генерации. В режиме жесткого самовозбуждения только подача внешнего сигнала большой амплитуды приводит к установлению режима генерации последовательностей импульсов.

В этой связи для расчетов был выбран мягкий режим самовозбуждения, поскольку на практике достаточно трудно реализовать импульсный источник W-диапазона, с мощностью, достаточной для запуска жесткого режима. На Рис. 7 показан форма сигнала и спектр выходного излучения в оптимальном режиме для параметров ЛБВ W-диапазона. Моделирование показывает, что в такой системе возможно получение режимов генерации последовательностей импульсов с относительной интенсивностью  $I_a \approx 4.5$ . Увеличение относительной мощности связано с тем, что в процесс синхронизации вовлечено большее число мод.

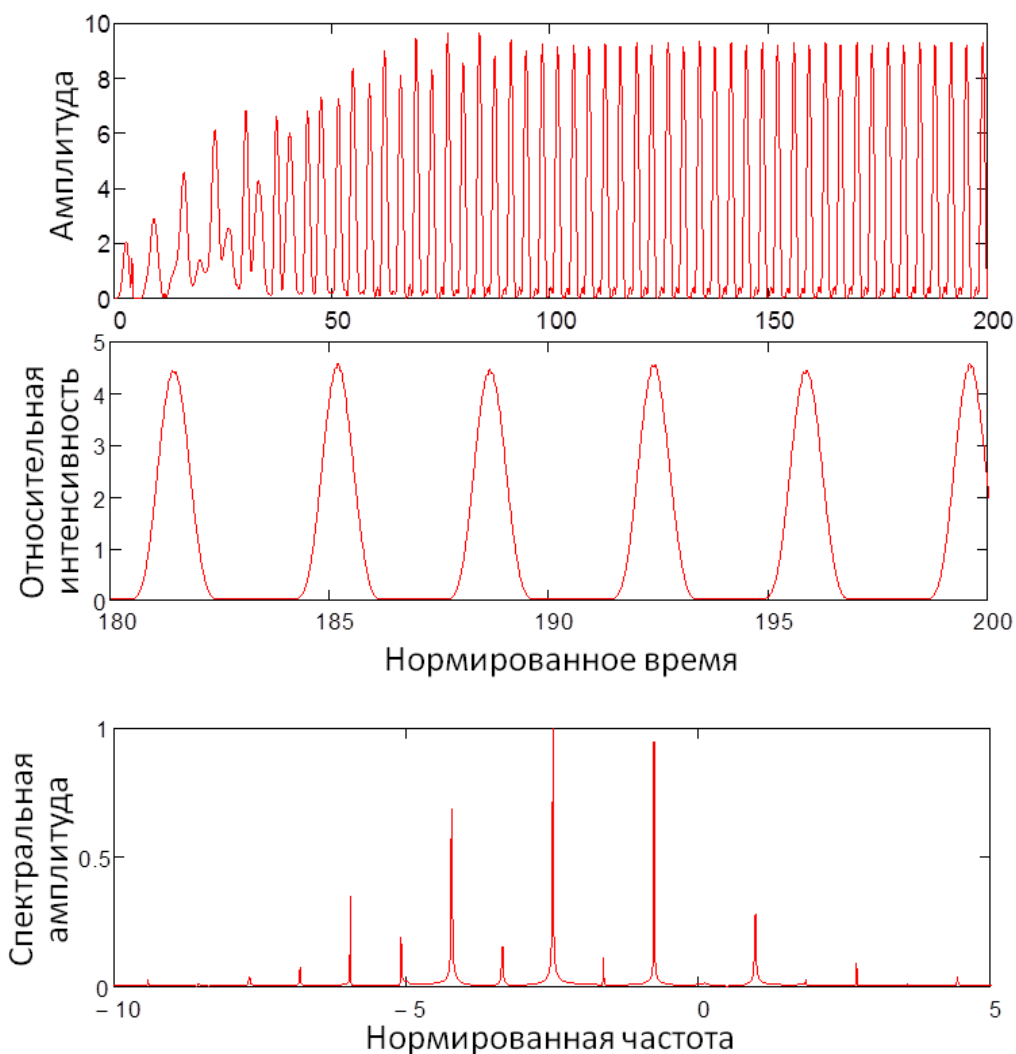


Рис. 7. Зависимости от времени амплитуды и интенсивности выходного излучения и спектр сигнала в режиме синхронизации мод в системе с насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи.

## Заключение

Использование эффекта синхронизации мод является перспективным подходом для генерации последовательностей коротких импульсов большой мощности в миллиметровом диапазоне длин волн. В настоящее время для получения коротких импульсов преимущественно используется схема, в которой на вход широкополосного усилителя подаются короткие импульсы малой мощности. Однако заметным недостатком такого подхода является значительное увеличение длительности импульса в процессе его усиления. В свою очередь, генераторы импульсов миллиметрового диапазона на основе эффекта синхронизации мод потенциально могут рассматривать



как источник импульсов в схемах генерации мощных импульсов в системах стретчер-усилитель-компрессор [30,31].

**Финансирование:** Работа выполнена в рамках государственного задания FFUF-2024-0027.

### Литература

1. Peebles W.A., Rhodes T.L., Hillesheim J.C., Zeng L., Wannberg C. A novel, multichannel, comb-frequency Doppler backscatter system // Review of Scientific Instruments. – 2010. – Vol. 81. – No.10. – Art.no. 10D902. – <https://doi.org/10.1063/1.3464266>.
2. Tokuzawa T., Tsuchiya H., Tsujimura T., Emoto M., Nakanishi H., Inagaki S., Ida K., Yamada H., Ejiri A., Watanabe K.Y., Oguri K. Microwave frequency comb Doppler reflectometer applying fast digital data acquisition system in LHD // Review of Scientific Instruments. – 2018. – Vol. 89. – No. 10. – Art.no. 10H118. – <https://doi.org/10.1063/1.5035118>.
3. Zhang B., Inagaki S., Kawachi Y. Development of a Frequency Comb Sweep Microwave Reflectometer in the Linear Device PANTA // Plasma and Fusion Research. – 2019. – Vol. 14 – Art.no. 1201131. – <https://doi.org/10.1585/pfr.14.1201131>.
4. Happel T., Kasperek W., Hennequin P., Höfler K., Honoré C. Design of a variable frequency comb reflectometer system for the ASDEX Upgrade tokamak // Plasma Science and Technology. – 2020. – Vol. 22. – Art.no. 064002. – <https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab618c>.
5. Razavian S., Han J., Jamali B., Pribyl P., Hosseini M., Mehta Y., Forghani M., Gekelman W., Babakhani A. Plasma Characterization Using a Silicon-Based Terahertz Frequency Comb Radiator // IEEE Sensors Letters. – 2020. – Vol. 4. – No. 9. – Art no. 3501304. – <https://doi.org/10.1109/LSSENS.2020.3013261>.

6. Hsieh Y.D., Iyonaga Y., Sakaguchi Y., Yokoyama S., Inaba H., Minoshima K., Hindle F., Takahashi Y., Yoshimura M., Mori Y., Araki T. Terahertz comb spectroscopy traceable to microwave frequency standard // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2013. – Vol. 3. – No. 3. – P. 322-330. – <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2013.2250333>
7. Skryl A.S., Pavelyev D.G., Tretyakov M.Y., Bakunov M.I. High-resolution terahertz spectroscopy with a single tunable frequency comb // Optics express. – 2014. – Vol. 22. – P. 32276-32281. – <https://doi.org/10.1364/oe.22.032276>
8. Ajoy A., Nazaryan R., Liu K., Lv X., Safvati B., Wang G., Druga E., Reimer J.A., Suter D., Ramanathan C., Meriles C.A. Enhanced dynamic nuclear polarization via swept microwave frequency combs // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2018. – Vol. 115. – P. 10576-10581. – <https://doi.org/10.1073/pnas.1807125115>
9. Wang C., Perkins B., Wang Z., Han R. Molecular detection for unconcentrated gas with ppm sensitivity using 220-to-320-GHz dual-frequency-comb spectrometer in CMOS // IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems. – 2018. – Vol.12. – P. 709-721. – <https://doi.org/10.1109/TBCAS.2018.2812818>
10. Hübers H.W., Richter H., Wienold M. High-resolution terahertz spectroscopy with quantum-cascade lasers // Journal of Applied Physics. – 2019. – Vol. 125. – Art.no. 151401. – <https://doi.org/10.1063/1.5084105>
11. Golubiatnikov G.Y., Koshelev M.A., Tsvetkov A.I., Fokin A.P., Glyavin M.Y., Tretyakov M.Y. Sub-terahertz high-sensitivity high-resolution molecular spectroscopy with a gyrotron // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2020. – Vol. 10. – P. 502-512. – <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2020.2984459>
12. Haus H.A. Mode-locking of lasers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2000. – Vol .6. – No. 6, – P. 1173-1185. – <https://doi.org/10.1109/2944.902165>
13. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – № 2. – С. 95–119.

14. Cutler C. C. The Regenerative Pulse Generator // Proceedings of the IRE. – 1955. – Vol. 43. – No. 2. – P. 140-148.– <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1955.278070> .
15. Манькин И.А., Школьников В.Г. Импульсные автоколебательные процессы в ЛБВ-генераторе с внешней обратной связью // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30. – Вып. 1. – С. 111-115.
16. Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в лампе бегущей волны с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41. – Вып. 17. – С. 44–52.
17. Ginzburg N.S., Samsonov S.V., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Bogdashov A.A., Gachev I.G., Sergeev A.S., Rozental R M. Ka-Band 100-kW Subnanosecond Pulse Generator Mode-Locked by a Nonlinear Cyclotron Resonance Absorber // Phys. Rev. Appl. – 2021. – Vol. 16. – Art.no. 054045. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.054045>
18. Морозов В.Н., Никитин В.В., Шеронов А.А. Самосинхронизация типов колебаний в инжекционном ПКГ на GaAs // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – Т. 7. – Вып. 9. – С. 327-330.
19. Магдич Л.Н. Нестационарные явления в лазере с взаимодействующими модами // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 53. – Вып. 3(9). – С. 802-807.
20. Бондаренко А.Н., Кривошеков Г.В., Семибаламут В.М., Смирнов В.А., Ступак М.Ф. Самосинхронизация мод в ОКГ на рубине в режиме свободной генерации // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1971. – Т. 14. – №10. – С. 1615-1616.
21. Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Конкуренция и кооперация мод в лазерах на свободных электронах // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. – 1994. – Т. 2. – № 6. – С. 3-26.
22. Рыскин Н.М. Исследование нелинейной динамики ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной связью // Изв. ВУЗов. Радифизика. – 2004. – Т. 47. – № 2. – С. 129-142.

23. Rozental R.M., Samsonov S.V., Bogdashov A.A., Gachev I.G., Ivanov A.A., Kamenskiy M.V. Self-Mode-Locking Regime in a K-Band Gyro-TWT With External Reflections // IEEE Electron Device Letters. – Vol. 44. – No. 1. – P. 140-143.– <https://doi.org/10.1109/LED.2022.3225145> .
24. Жидков А.П. Исследование сверхширокополосного генератора хаоса сантиметрового диапазона на основе ЛБВ // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. – 2014. – Т. 22. – № 6. – С. 42-48. – <https://doi.org/10.18500/0869-6632-2014-22-6-42-48>
25. Звелто О. Принципы лазеров / Пер. под нач. ред. Т.А. Шмаонова. 4-е изд. – СПб.: Издательство "Лань", 2008. - 720 с.
26. Rozental R.M., Ivanov A.A., Sidorov D.A., Vilkov M.N. Self-Mode-Locking Operation Regimes in a TWT With Low-Level Delayed Feedback // IEEE Transactions on Electron Devices. – Vol. 70. – No. 11. – P. 5940-5945. – <https://doi.org/10.1109/TED.2023.3317368> .
27. Манькин И.А., Школьников В.Г. Сверхширокополосные сигналы в СВЧ системах. Часть III. Нестационарная электроника. Генерирование сложных сигналов в ЛБВ (по данным отечественной и зарубежной печати за 1949-1984 гг.) // Обзоры по электронной технике. Серия 1. Электроника СВЧ. Выпуск 6 (1083). - М.: ЦНИИ "Электроника", 1985.
28. Kompfner R. On the operation of the travelling wave tube at low level // J. Brit. IRE. – 1950. – V. 10. – No. 8-9. – P. 283–289. – <https://doi.org/10.1049/jbire.1950.0028>
29. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. – М.: Советское радио, 1970. - 584 с.
30. Юровский Л.А., Зотова И.В., Абубакиров Э.Б., Розенталь Р.М., Сергеев А.С., Гинзбург Н.С. Формирование сверхмощных микроволновых импульсов в системах стретчер-усилитель-компрессор. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. – 2020. – №12. – <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.12.21>

31. Yurovskiy L.A., Zotova I.V., Ginzburg N.S., Vilkov M.N., Rozental R.M., Samsonov S.V., Abubakirov E.B. Production of Multi-Gigawatt Sub-Nanosecond Microwave Pulses by the Method of Chirped-Pulse-Amplification // IEEE Electron Dev. Lett. – 2021. – Vol. 42. – No.1. – P. 98-101. – <https://doi.org/10.1109/LED.2021.3053131> .

**Для цитирования:**

Вилков М.Н., Иванов А.А., Розенталь Р.М. Режимы синхронизации мод в лампе бегущей волны с цепью обратной связи. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.6.4>