13

Генерация последовательности ультракоротких импульсов в усилителе со скрещенными полями в режиме самовозбуждения

© *Д.А. Сидоров*[1,2], *Р.М. Розенталь*[2], *А.А. Цуканов*[1]

[1] НПП „Салют“, Нижний Новгород, Россия
[2] Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
E-mail: daniil_sidorov@mail.ru

Поступило в Редакцию 19 июля 2024 г.
В окончательной редакции 22 августа 2024 г.
Принято к публикации 27 октября 2024 г.

Выполнены исследования усилителя со скрещенными полями W-диапазона, работающего в режиме двухчастотного самовозбуждения. Показано, что генерируемые частоты соответствуют краям полос пропускания системы, на которых происходит значительное увеличение сопротивления связи. При подаче внешнего сигнала на частоте, равной среднему значению между генерируемыми частотами, получены режимы генерации последовательностей ультракоротких импульсов с длительностью порядка 20 ps, периодом следования около 100 ps и пиковой мгновенной мощностью более 1 kW.

Ключевые слова: усилитель со скрещенными полями, W-диапазон, генерация ультракоротких импульсов, двухчастотная генерация.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.04.59841.20063

В настоящее время рассматриваются различные варианты генерации мощных ультракоротких импульсов миллиметрового диапазона. Например, в работе [1] экспериментально исследована схема генератора с пассивной синхронизацией мод на основе гирорезонансного усилителя Ka-диапазона с насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи. В [2,3] предлагается новая схема подобного генератора с двумя параллельными излучающим и поглощающим электронными пучками. В [4] экспериментально получены последовательности импульсов на основе эффекта самосинхронизации мод в гирорезонансном усилителе K-диапазона с цепью обратной связи. В работе [5] исследуется возможность реализации аналогичного эффекта в лампах бегущей волны черенковского типа в W-диапазоне. В [6–8] рассматривается способ генерации последовательностей импульсов на основе формирования солитонов самоиндуцированной прозрачности, возникающих в процессе циклотронно-резонансного взаимодействия электромагнитных импульсов с первоначально прямолинейными электронными пучками. Также следует отметить, что импульсы малой мощности могут быть сгенерированы на основе приборов полупроводниковой электроники [9].

В настоящей работе исследуется генерация ультракоротких импульсов в усилителе W-диапазона со скрещенными полями. Данный класс усилителей имеет определенные преимущества перед усилителями других типов. В частности, по сравнению с усилителями O-типа отсутствует необходимость создания сложной электронно-оптической системы для фокусировки электронного пучка в пролетном канале, характерные размеры которого уменьшаются пропорционально длине волны. В свою очередь по сравнению с усилителями гирорезонансного типа отсутствует необходимость создания сильных магнитных полей для формирования винтовых электронных потоков. Усилители со скрещенными полями характеризуются довольно большой выходной мощностью в сантиметровом диапазоне, которая для импульсных приборов может достигать величин в десятки и сотни киловатт [10]. Вместе с тем очевидны и перспективы создания приборов миллиметрового диапазона с учетом успехов в разработке близких по конструкции приборов магнетронного типа [11,12].

Для генерации пичков предлагается схема работы усилителя в режиме самовозбуждения, при котором в выходном сигнале присутствуют две спектральные компоненты с соразмерными амплитудами. В свою очередь в систему подается внешний сигнал на частоте, близкой к среднему значению данных частот. Как показывает моделирование, в выходном сигнале при этом могут возникать последовательности импульсов, пиковая мощность излучения которых многократно превосходит средний уровень излучения.

На данный момент известны и исследованы различные типы замедляющих систем и их модификации, которые могут быть применены в усилителе со скрещенными полями. В магнетронах миллиметрового диапазона длин волн активно применяются многоступенчатые резонаторные системы, глубина которых пропорциональна $\lambda/5$. В отличие от одноступенчатых систем такие системы обладают малой дисперсией на более высоких пространственных гармониках и сохраняют при этом высокие значения сопротивления связи [13].

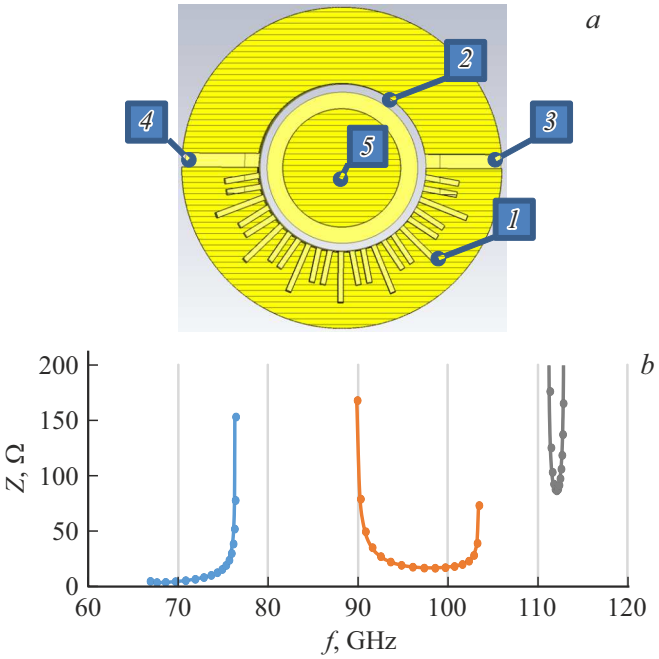


Рис. 1. *a* — модель исследуемого усилителя: *1* — резонаторная система, *2* — пространство дрейфа, *3* и *4* — ввод и вывод энергии, *5* — катод. *b* — расчетные значения сопротивления связи в зависимости от частоты в первой (*1*), второй (*2*) и третьей (*3*) полосах пропускания.

Моделирование взаимодействия электронного потока с СВЧ-сигналом проводилось при помощи пакета программ CST Studio Suite. Полная модель усилителя представляет собой цилиндрическую систему (рис. 1, *a*), состоящую из катода радиусом 1.15 mm и анода радиусом 1.5 mm. В отличие от амплитрона усилитель магнетронного типа содержит пространство дрейфа, в котором происходит разгруппировка электронов и тем самым устраняется паразитная обратная связь по электронному потоку. Также при помощи согласующих элементов обеспечиваются ввод и вывод энергии замедляющей системы. На катоде используются концевые экраны для локализации электронного потока в пространстве взаимодействия.

В исследуемом приборе применяется трехступенчатая резонаторная система, которая представляет собой три прямоугольных выреза, два коротких и один длинный (рис. 1, *a*). Как видно, во второй полосе пропускания (+1) пространственная гармоника обладает малой дисперсией при достаточно высоких значениях сопротивления связи (рис. 1, *b*).

Рабочая гармоника выбирается во второй полосе пропускания 90–100 GHz, которая обладает более высоким сопротивлением связи, чем первая полоса в диапазоне 65–77 GHz, и более широкой полосой пропускания, чем третья полоса в диапазоне 111–113 GHz.

При подборе параметров рабочего режима прибора условие синхронизма может быть выполнено одновременно для нескольких полос пропускания. В данном случае наблюдается выполнение условия синхронизма на границах второй и третьей полос пропускания, которые обладают сопротивлением связи на порядок выше. В связи с этим в системе возникает двухчастотный режим генерации на частотах 90 и 111.1 GHz. На рис. 2, *a* представлены зависимость относительной интенсивности излучения от времени и спектр выходного излучения в режиме самовозбуждения. Относительная интенсивность рассчитывалась по формуле

$$I(t) = a(t)^2/\langle a(t)^2\rangle,$$

где $a(t)$ — мгновенное значение амплитуды поля, а операция $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение по времени реализации. Возникновение двухчастотной генерации может быть объяснено следующим образом: на краях полосы пропускания система обладает сильной дисперсией и, как следствие, сильным ростом сопротивления связи. Высокочастотная полоса пропускания обладает сопротивлением связи, в несколько раз бóльшим, чем рабочая гармоника. По этой причине согласовать систему в этом диапазоне частот не удается, и КСВН (коэффициент стоячей волны по напряжению) системы в этом диапазоне может достигать значений 10 и более единиц. Таким образом, когда электронный поток начинает взаимодействовать с гармониками замедляющей системы, помимо рабочей частоты возникает и более высокочастотная составляющая вблизи 110 GHz, которая по причине плохого согласования запирается в системе и продолжает эффективно отбирать энергию у электронов. То же самое происходит и на частоте около 90 GHz, которая расположена на краю диапазона рабочей гармоники, где система плохо согласована.

При введении в данную систему внешнего сигнала мощностью 100 W с частотой, расположенной в центре между частотами собственных колебаний, на выходе системы получается пичковый режим генерации, связанный с эффектом синхронизации мод (рис. 2, *b*). Напомним, что эффект синхронизации мод проявляется при сложении сфазированных колебаний с эквидистантным спектром [14]. В простейшем случае взаимодействия трех колебаний

$$a_k(t) = a_0 \exp\big(i[(\omega + k\Delta\omega)t + \varphi_k]\big),$$

$k = -1, 0, 1$, при условии сфазированности мод $\varphi_k = \varphi$ суммарная амплитуда записывается в виде

$$A(t) = \sum_k a_k(t) = a_0\, e^{i(\omega t+\varphi)}\big(2\cos(\Delta\omega t) + 1\big), \qquad (1)$$

а суммарная интенсивность представляется как

$$I(t) = \mathrm{Re}\big\{A(t)\big\}^2 = a_0^2\big(2\cos(\Delta\omega t) + 1\big)^2\cos^2(\omega t). \qquad (2)$$

Согласно (2), в суммарном сигнале образуются равномерно отстоящие друг от друга волновые пакеты с пиковой интенсивностью

$$I_{\max} = 9a_0^2 = 6\langle I(t)\rangle, \qquad (3)$$

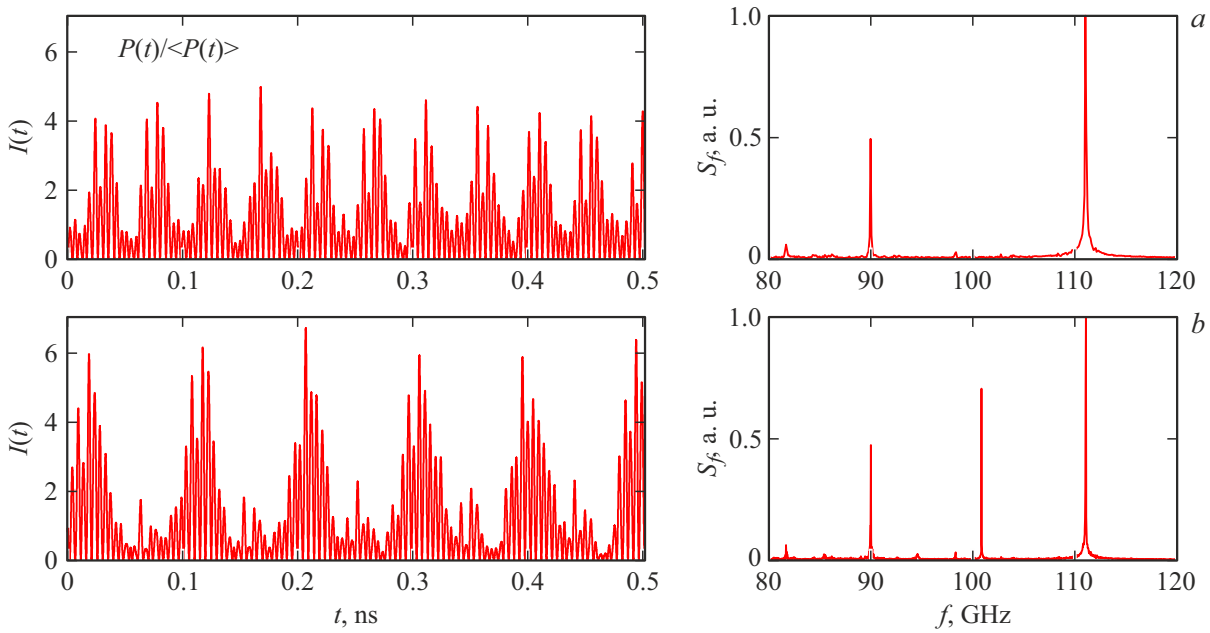


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности от времени и спектр выходного излучения в режиме самовозбуждения (a) и в режиме подачи внешнего сигнала (b).

где $\langle I(t)\rangle = 1.5a_0^2$ — среднее значение интенсивности, вычисленное по всей реализации.

Из рис. 2, b видно, что максимальная величина относительной интенсивности импульсов достигает значения около 6. Длительность пичков составляет порядка 20 ps при периоде следования около 100 ps. Мгновенная мощность колебаний при этом достигает значений около 1.4 kW, что соответствует пиковому значению усредненной мощности, равной 0.7 kW. Средняя мощность колебаний составляет величину около 0.24 kW. Полученные последовательности импульсов характеризуются достаточно высоким коэффициентом корреляции между импульсами, величина которого составляет около 0.96.

Среди возможных приложений мощных ультракоротких импульсов миллиметрового диапазона следует упомянуть системы нелинейной импульсной спектроскопии, где в настоящее время доминирует подход, основанный на усилении коротких СВЧ-импульсов малой мощности. При этом в качестве усилителей используются весьма сложные и дорогостоящие клистроны с распределенным взаимодействием [15–17].

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке программы „Приоритет-2030“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] N.S. Ginzburg, S.V. Samsonov, G.G. Denisov, M.N. Vilkov, I.V. Zotova, A.A. Bogdashov, I.G. Gachev, A.S. Sergeev, R.M. Rozental, Phys. Rev. Appl., **16** (5), 054045 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.054045

[2] Н.С. Гинзбург, М.Н. Вилков, Ю.Ю. Данилов, А.П. Конюшков, Л.А. Юровский, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, И.В. Зотова, Письма в ЖТФ, **47** (4), 29 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.04.50642.18365 [N.S. Ginzburg, M.N. Vilkov, Yu.Yu. Danilov, A.P. Konyushkov, L.A. Yurovskiy, E.V. Ilyakov, I.S. Kulagin, I.V. Zotova, Tech. Phys. Lett., **47**, 184 (2021). DOI: 10.1134/S106378502102022X].

[3] Н.С. Гинзбург, М.Н. Вилков, В.Н. Мануилов, Ю.Ю. Данилов, А.П. Конюшков, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, И.В. Зотова, Изв. вузов. Радиофизика, **65** (3), 212 (2022). DOI: 10.52452/00213462_2022_65_03_212 [N.S. Ginzburg, M.N. Vilkov, V.N. Manuilov, Yu.Yu. Danilov, A.P. Konyushkov, E.V. Ilyakov, I.S. Kulagin, I.V. Zotova, Radiophys. Quantum Electron., **65**, 196 (2022). DOI: 10.1007/s11141-023-10205-7].

[4] R.M. Rozental, S.V. Samsonov, A.A. Bogdashov, I.G. Gachev, A.A. Ivanov, M.V. Kamenskiy, IEEE Electron Dev. Lett., **44**, 140 (2023). DOI: 10.1109/LED.2022.3225145

[5] R.M. Rozental, A.A. Ivanov, D.A. Sidorov, M.N. Vilkov, IEEE Trans. Electron Dev., **70**, 5940 (2023). DOI: 10.1109/TED.2023.3317368

[6] Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев, И.В. Железнов, В.Ю. Заславский, Изв. вузов. Радиофизика, **63** (9-10), 796 (2020). [N.S. Ginzburg, I.V. Zotova, E.R. Kocharovskaya, A.S. Sergeev, I.V. Zheleznov, V.Yu. Zaslavsky, Radiophys. Quantum Electron., **63**, 716 (2021). DOI: 10.1007/s11141-021-10092-w].

[7] A.A. Rostuntsova, N.M. Ryskin, I.V. Zotova, N.S. Ginzburg, Phys. Rev. E, **106**, 014214 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevE.106.014214
[8] I.V. Zotova, V.Y. Zaslavsky, N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, I.V. Zheleznov, S.V. Samsonov, L.A. Yurovskiy, Phys. Plasmas, **29**, 103301 (2022). DOI: 10.1063/5.0097295
[9] D.R. Bolton, P.A. Cruickshank, D.A. Robertson, G.M. Smith, Electron. Lett., **43**, 346 (2007). DOI: 10.1049/el:20073232
[10] A.S. Gilmour, *Principles of klystrons, traveling wave tubes, magnetrons, cross-field amplifiers* (Artech House, Boston–London, 2011).
[11] И.М. Иванов, Н.И. Скрипкин, А.В. Шмелев, Электромагнитные волны и электронные системы, **21** (10), 68 (2016).
[12] R.K. Verma, S. Maurya, V.V.P. Singh, J. Electromagn. Waves Appl., **32**, 113 (2018). DOI: 10.1080/09205071.2017.1377641
[13] Р.А. Силин, В.П. Сазонов, *Замедляющие системы* (Сов. радио, М., 1966).
[14] О. Звелто, *Принципы лазеров,* пер. под науч. ред. Т.А. Шмаонова, 4-е изд. (Лань, СПб., 2008). [O. Svelto, *Principles of lasers,* 4th ed. (Plenum Press, N.Y.–London, 1998).].
[15] T.F. Kemp, H.R. Dannatt, N.S. Barrow, A. Watts, S.P. Brown, M.E. Newton, R. Dupree, J. Magn. Res., **265**, 77 (2016). DOI: 10.1016/j.jmr.2016.01.021
[16] R.G. Griffin, T.M. Swager, R.J. Temkin, J. Magn. Res., **306**, 128 (2019). DOI: 10.1016/j.jmr.2019.07.019
[17] M.V.H. Subramanya, J. Marbey, K. Kundu, J.E. McKay, S. Hill, Appl. Magn. Res., **54**, 165 (2023). DOI: 10.1007/s00723-022-01499-3