

13

## **Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке связанных ламп бегущей волны, работающих в режимах усиления и нелинейного компфнеровского подавления**

© Н.С. Гинзбург, Э.Б. Абубакиров, М.Н. Вилков,  
И.В. Зотова, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 17 июля 2016 г.

Исследована динамика электронного СВЧ-генератора, в цикл обратной связи которого включены две лампы бегущей волны, одна из которых работает в режиме усиления, а другая — в режиме нелинейного компфнеровского поглощения. Показано, что излучение, генерируемое в такой системе, может представлять собой периодическую последовательность ультракоротких импульсов. Рассматриваемый механизм импульсной генерации аналогичен широко используемому в лазерной физике методу пассивной синхронизации мод.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.18.45033.16444b

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на эффекте пассивной синхронизации мод [1,2]. 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 [3–5], данный метод генерации УКИ может быть использован в СВЧ-электронике. При этом генератор УКИ должен состоять из активного элемента (электронного усилителя) и нелинейного насыщающегося поглотителя, включенного в цепь обратной связи. Для реализации нелинейного поглотителя в [5] было предложено использовать циклотронное резонансное взаимодействие излучения с дополнительным первоначально прямолинейным электронным пучком. В этом случае насыщение поглощения обусловлено релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц. В настоящей работе рассматривается альтернативный метод, основанный на использовании хорошо известного для черенковских ламп бегущей волны (ЛБВ) режима компфнеровского подавления [6,7], реализующегося в области расстройек 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.

Исследуемая в работе схема включает две последовательно связанные черенковские ЛБВ, одна из которых работает в режиме усиления, а другая — в режиме нелинейного поглощения, а также цепь обратной связи с временем задержки  $t_{del}$ . Допустим, что как в усилительной, так и в поглощающей секции имеет место взаимодействие прямолинейных электронных пучков с волнами, распространяющимися в периодических замедляющих системах. Условие синхронизма в обеих секциях может быть записано в универсальном виде:  $\omega \simeq h(\omega)V_{||0}$ , где  $\omega$  — частота,  $h$  — продольное волновое число,  $V_{||0} = \beta_{||0}c$  — невозмущенная поступательная скорость частиц. Продольная компонента поля синхронной волны может быть представлена в виде  $E_z = \text{Re}(A(z, t)E_z^s(\mathbf{r})e^{i\omega t - ihz})$ , где  $A(z, t)$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда,  $E_z^s(\mathbf{r})$  — поперечный профиль синхронной волны. Взаимодействие волны с прямолинейным электронным потоком в условиях черенковского синхронизма описывается системой уравнений [8]

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}}\frac{\partial}{\partial t}\right)\hat{A} = \frac{\omega}{c}\frac{C^3}{\pi}\int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel 0}} \frac{\partial}{\partial t}\right)^2 \theta = \frac{\omega^2}{c^2} \operatorname{Re}(\hat{A}e^{i\theta}), \quad \theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel 0}} \frac{\partial}{\partial t}\right)\theta\Big|_{z=0} = \delta. \quad (1)$$

Здесь  $\theta = \omega t - hz$  — фаза электронов относительно синхронной волны,  $\hat{A} = \mu\chi eA/mc\omega$  — нормированная амплитуда волны,  $C = (eI_e\mu\chi/mc^3\gamma_0 N)^{1/3} \ll 1$  — параметр Пирса,  $I_e$  — ток пучка,  $\chi$  — коэффициент связи электронов с волной,  $\mu = \gamma_0^{-2}\beta_0^{-3}$  — параметр инерционной группировки,  $N$  — норма рабочей моды,  $\delta = (\omega/c)(\beta_{\parallel 0}^{-1} - \beta_{ph}^{-1})$  — начальная расстройка электронно-волнового синхронизма,  $\beta_{ph} = \omega/h$  — фазовая скорость волны,  $\gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel 0}^2)^{-1/2}$ .

Несмотря на совпадение уравнений, описывающих электронно-волновые процессы в усилительном и поглощающем элементах, для получения УКИ генерации режимы взаимодействия в них должны значительно различаться. Это связано не только с разным значением расстройки синхронизма, но и с тем, что для генерации импульсов с максимальной пиковой амплитудой в секции усиления должна быть введена определенная отстройка групповой скорости волны от поступательной скорости электронов  $V_{\parallel 0} \neq V_{gr}$ . При этом формирующийся микроволновый импульс, смещаясь по электронному потоку, последовательно (кумулятивно) отбирает энергию у различных электронных фракций. Напротив, в секции поглощения указанные скорости должны быть максимально близки или совпадать. Данное требование эквивалентно известному в физике фемтосекундных лазеров требованию минимальной инерционности нелинейного поглотителя [1,2]. Действительно, при  $V_{\parallel 0} \simeq V_{gr}$  отдельные участки микроволнового импульса практически не влияют друг на друга. За счет этого оказывается возможным реализовать максимальное отличие (контраст) в уровне поглощения сигналов малой и большой амплитуд.

Будем считать далее, что секции усиления и поглощения запитываются электронными пучками с одинаковой энергией частиц, имеют одинаковый коэффициент связи электронов с волной, но различаются периодом замедляющей системы, ее длиной, а также током инжекции. В перечисленных условиях уравнения, описывающие взаимодействие в

усилительной секции (индекс 1), можно представить в виде

$$\frac{\partial a_1}{\partial Z} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0,$$

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial Z^2} = \text{Re}(a_1 e^{i\theta_1}), \quad \theta_1|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial Z} \Big|_{Z=0} = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$Z = C_1 \omega z / c, \quad \tau = \omega C_1 (t - z/V_{\parallel 0})(c/V_{\parallel 0} - c/V_{gr})^{-1},$$

$$a_1 = \chi \mu C_1^{-2} \hat{A}_1, \quad L_1 = C_1 \omega l_1 / c$$

— длина области усиления. Заметим, что при записи (2) в качестве несущей частоты взята частота точного синхронизма  $\omega \simeq h_1(\omega) V_{\parallel 0}$ . КПД определяется соотношениями

$$\eta_1 = \frac{C_1 \hat{\eta}_1}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})}, \quad \hat{\eta}_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial \theta_1}{\partial Z} d\theta_0. \quad (3)$$

После усилителя сигнал проходит в секцию поглощения. Таким образом, амплитуды сигналов на выходе из усилителя и на входе в секцию поглощения (индекс 2) связаны условием  $a_2|_{Z=L_1+\hat{L}} = a_1|_{Z=L_1}$ , где  $\hat{L}$  — расстояние между выходом секции усиления и входом секции поглощения.

Процесс электронно-волнового взаимодействия в секции поглощения, работающей в режиме группового синхронизма  $V_{\parallel 0} \simeq V_{gr2}$ , описывается уравнениями

$$\frac{\partial a_2}{\partial Z} = \frac{G}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_0,$$

$$\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial Z^2} = \text{Re}(a_2 e^{i\theta_2}), \quad \theta_2|_{Z=L_1+\hat{L}} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial Z} \Big|_{Z=L_1+\hat{L}} = \Delta_2, \quad (4)$$

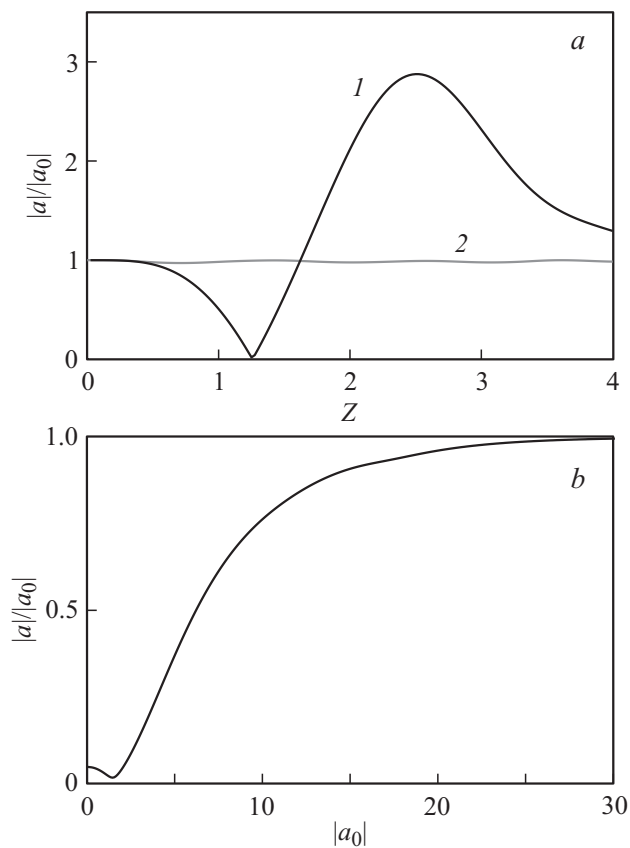
где  $G = I_2/I_1$  — отношение токов пучков в секции усиления и поглощения,  $a_2 = \chi \mu C_1^{-2} \hat{A}_2$ ,  $\Delta_2 = \delta_2/C_1$ . Эффективность энергообмена

в этой секции определяется соотношениями, аналогичными (3). После поглотителя через линию задержки с нормированным временем запаздывания  $T = \omega C_1 t_{del} (c/V_{||0} - c/V_{gr1})^{-1}$  сигнал опять поступает на вход усилителя  $a_1|_{Z=0} = Ra_2(\tau - T)|_{Z=L_1+\tilde{L}+L_2}$ , где  $L_2 = C_1\omega l_2/c$  — нормированная длина поглощающей секции. Остальная доля мощности выводится в полезную нагрузку.

Начнем исследование с анализа секции поглощения. На рис. 1, *a* показано продольное распределение поля в случае сигналов малой и большой амплитуды при значении параметра  $G = 3.95$ , длине поглотителя  $L_2 = 4$  и расстройке  $\Delta_2 = 2.4$ , соответствующей области компфнеровского подавления. На рис. 1, *b* представлена зависимость выходной амплитуды волны от входной при оптимальной длине поглощающей секции, когда достигается максимальный контраст между поглощением сигналов малой и большой амплитуд. Таким образом, ЛБВ в режиме компфнеровского подавления обладает свойствами безынерционного просветляющегося поглотителя.

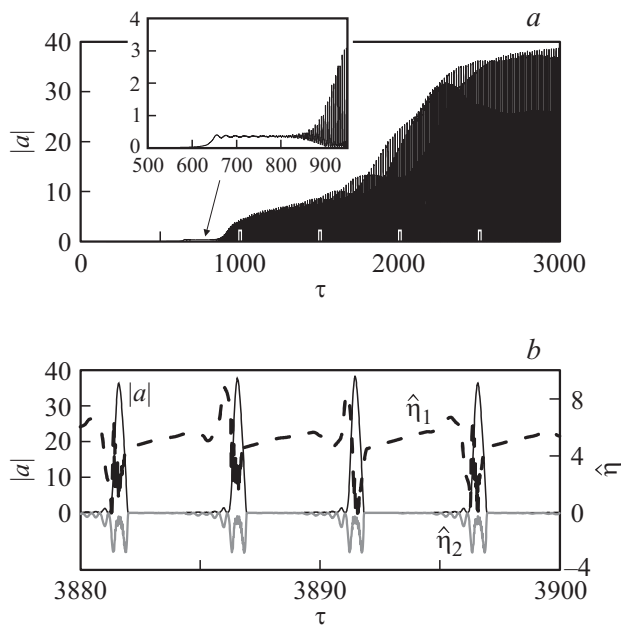
Моделирование на основании уравнений (2), (4) двухсекционной схемы, включающей усилитель, нелинейный поглотитель и линию задержки, показывает наличие достаточно широкой области параметров, в которой реализуются режимы генерации периодической последовательности коротких импульсов. При этом для получения таких режимов в общей системе необходимо, чтобы в отсутствие поглощающей секции ( $G = 0$ ) 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.



**Рис. 1.** *a* — характерные продольные распределения поля в секции, работающей в режиме компферовского подавления, при подаче сигналов малой (1) и большой (2) амплитуды. *b* — зависимость выходной амплитуды волны от входной для секции поглощения при  $L_2 = 1.23$  ( $G = 3.95$ ,  $\Delta_2 = 2.4$ ).

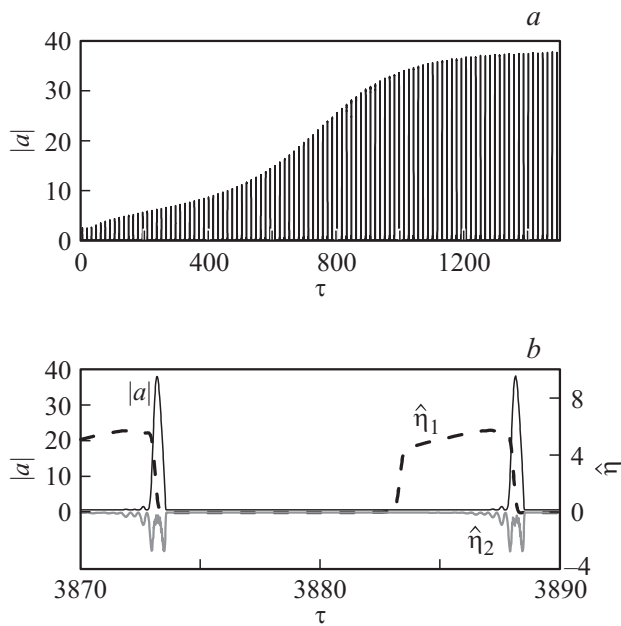
Рис. 2 иллюстрирует выход на режим генерации УКИ при мягком самовозбуждении. Видно, что на начальной стадии имеют место самовозбуждение и установление квазистационарного режима генерации. Вторая секция работает при этом в режиме линейного поглощения. Однако вследствие эффекта просветления поглотителя с ростом ам-



**Рис. 2.** Установление генерации УКИ в мягком режиме самовозбуждения:  $a$  — полный сценарий переходного процесса,  $b$  — профиль импульсов в увеличенном масштабе. Нормированный КПД для усилительной секции показан штриховой линией, для секции поглощения — серой линией ( $L_1 = 5$ ,  $L_2 = 1.23$ ,  $\dot{L} = 0$ ,  $\Delta_2 = 2.4$ ,  $G = 3.95$ ,  $R = 0.9$ ,  $T = 10$ ).

плитуды 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. Характерная длительность одного УКИ определяется соотношением  $\Delta t \sim (1 - V_{||0}/V_{gr1})/\omega C_1$ , т.е. в пренебрежении дисперсией фактически задается шириной полосы ЛБВ-усилителя.

Жесткий режим генерации УКИ, показанный на рис. 3, реализуется при длине поглощающей секции  $L_2 = 1.26$ , которая соответствует полному подавлению малого сигнала (рис. 1). Как уже отмечалось выше, в таких условиях только подача внешнего сигнала (импульса)



**Рис. 3.** Установление генерации УКИ в жестком режиме самовозбуждения. Показаны те же зависимости, что на рис. 2 ( $L_1 = 5$ ,  $L_2 = 1.23$ ,  $\dot{L} = 0$ ,  $\Delta_2 = 2.4$ ,  $G = 3.95$ ,  $R = 0.9$ ,  $T = 10$ ).

большой амплитуды приводит к установлению режима генерации УКИ. Пиковые мощности, а также длительности импульсов, генерируемых в мягком и жестком режимах, близки. Однако стабильность, т.е. повторяемость от импульса к импульсу, в жестком режиме значительно выше, чем в мягком. При этом в жестком режиме в процессе установления режима генерации УКИ на всей длине цепи обратной связи формируется единственный импульс излучения. В результате при увеличении времени задержки и соответственно времени пробега импульса по цепи обратной связи часть электронов пучка, непрерывно инжектируемых как в усилительную, так и в поглощающую секцию, не взаимодействует с излучением. Вследствие этого по мере увеличения  $T$  средний по времени КПД падает. В мягком режиме взаимодействия увеличение времени задержки сигнала в цепи обратной связи приводит



к увеличению числа импульсов, циркулирующих внутри резонатора. При этом интервал между импульсами в выходном сигнале практически не меняется. Соответственно средний по времени электронный КПД также остается неизменным.

В заключение следует отметить, что предлагаемая схема генерации коротких импульсов может быть реализована при использовании в качестве активного элемента генератора типа лампы обратной волны. При этом поглощающая секция на основе ЛБВ, работающей в режиме компрессионного подавления, также будет обеспечивать импульсную генерацию. Однако при встречном распространении излучения ( $V_{gr1} < 0$ ) длительность импульсов должна увеличиваться по сравнению с таковой в режиме синхронного взаимодействия с попутной волной, что облегчает выполнение условия группового синхронизма в секции поглощения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант РФФИ-16-32-00816 мол\_а).

## Список литературы

- [1] Haus H.A. // IEEE J. Select. Topics Quant. Electron. 2000. V. 6. Iss. 6. P. 1173–1185.
- [2] Крюков П.Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
- [3] Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 17. С. 44–52.
- [4] Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Sergeev A.S. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Iss.5. P. 050702 (1–4).
- [5] Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 8. С. 664–673.
- [6] Kompfner R. // J. Brit. IRE. 1950. V. 10. N 8-9. P. 283–289.
- [7] Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио (1970). 584 с.
- [8] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. N 7. С. 1037–1052.