

09;13

Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в лампе бегущей волны с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи

© Н.С. Гинзбург^{1,2}, Г.Г. Денисов^{1,2}, М.Н. Вилков¹,
И.В. Зотова¹, А.С. Сергеев¹

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 6 апреля 2015 г.

Показана возможность формирования в электронных СВЧ-генераторах с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи периодической последовательности ультракоротких импульсов с пиковой мощностью, существенно превышающей мощность излучения в стационарных режимах. Механизм импульсной генерации аналогичен широко используемому в лазерной физике методу пассивной синхронизации мод.

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов, основанный на синхронизации мод рабочего резонатора в процессе периодической модуляции его добротности [1–4]. При этом используются механизмы как активной, так и пассивной модуляции. В первом случае параметры резонатора модулируются внешним воздействием с периодом, кратным времени прохождения светового импульса по резонатору. Во втором случае этот же эффект достигается с помощью просветляющегося поглотителя, устанавливаемого внутри резонатора. Очевидно, что подобные методы генерации импульсов высокой амплитуды могут быть перенесены в СВЧ-электронику. В частности, метод активной периодической модуляции добротности СВЧ-резонатора исследовался в [5]. При этом для модуляции добротности предлагалось использовать фазовый переход полупроводник–металл, инициируемый воздействием на полупроводни-

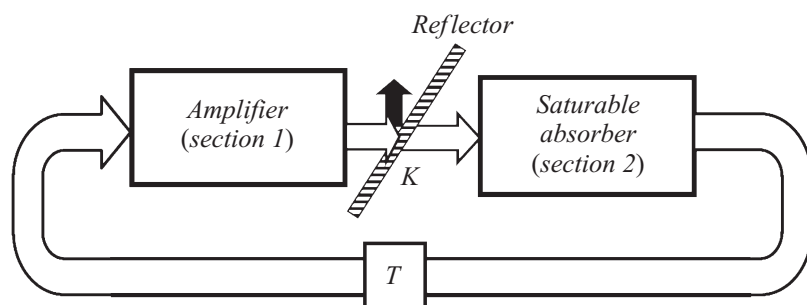


Рис. 1. Схема генератора „гигантских“ импульсов на основе электронного усилителя с просветляющим поглотителем в цепи обратной связи: K — коэффициент прохождения усиленного сигнала через частично-прозрачное зеркало, T — время задержки.

ковую пластину периодического лазерного излучения. Однако область применимости такого метода, с одной стороны, ограничена требованием относительно невысокой интенсивности СВЧ-полей внутри резонатора, чтобы последние не влияли на процесс фазового перехода. С другой стороны, в соответствии с характерным временем распространения СВЧ-импульсов по пространству взаимодействия необходима достаточно высокая (до сотен мегагерц) частота следования переключающих лазерных импульсов. В этой связи в настоящем сообщении исследуется альтернативная возможность пассивной синхронизации мод в электронных генераторах, состоящая в установке просветляющегося поглотителя в цепь обратной связи.

Рассматриваемая схема генератора ультракоротких импульсов показана на рис. 1 и состоит из электронного усилителя, в цепь внешней обратной связи которого включен нелинейный поглотитель. Для исследования процессов генерации в предлагаемой системе будем использовать достаточно общую модель электронного усилителя с преобладающей инерционной группировкой частиц [6], к числу которых относятся черенковские лампы бегущей волны (ЛБВ), гидроусилители (мазеры на циклотронном резонансе — МЦР), лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) с непрерывной электронной инжекцией и т.д. Во всех перечисленных устройствах условие синхронизма электронов с

попутной волной

$$E = \text{Re}[A(z, t) \exp(i\omega t - ih(\omega)z)], \quad (1)$$

($A(z, t)$ — медленно-меняющаяся во времени t и по продольной координате z амплитуда волны) может быть представлено в виде

$$\omega - h(\omega)V_{\parallel 0} \approx \bar{\omega}, \quad (2)$$

где $V_{\parallel 0}$ — невозмущенная поступательная скорость частиц, $\bar{\omega}$ — частота осцилляций либо непосредственно самих электронов (МЦР, ЛСЭ), либо диполя, образованного отражением прямолинейно движущейся частицы в периодической замедляющей системе (ЛБВ).

В условиях относительно малого изменения энергии частиц $|1 - E/E_0| \ll 1$ ($E = mc^2\gamma$ — энергия частиц, γ — релятивистский масс-фактор, индекс „0“ здесь и далее соответствует начальному невозмущенному значению физических величин) процесс усиления после перехода к независимым переменным $z' = z$, $t' = t - z/V_{\parallel 0}$ может быть описан универсальной системой уравнений [6,7]

$$\frac{\partial a_n}{\partial \tau} + \frac{\partial a_n}{\partial Z} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial Z} = \text{Re}(a_n e^{i\theta}), \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} = -u.$$

Здесь n — номер прохода поля по кольцу обратной связи. В предположении стационарного (немодулированного) на входе в пространство взаимодействия электронного потока граничные условия для частиц имеют вид

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad u|_{Z=0} = 0. \quad (4)$$

Электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(Z=L) d\theta_0. \quad (5)$$

При записи (3)–(5) использованы следующие безразмерные переменные и параметры: $\theta = \omega t - hz - \int \bar{\omega} dt$ — фаза электронов относительно

синхронной попутной волны, $u = \mu C^{-1}(1 - E/E_0)$ — нормированное изменение энергии частиц, $Z = C\omega z'/c$, $\tau = \omega C t'(c/V_{gr} - c/V_{110})^{-1}$, $a_n = \chi \mu C^{-1} A_n$, $L = C\omega l/c$ — длина области усиления, $C = (eI_0 \chi^2 \mu / m c^3 \gamma_0 N)^{1/3}$ — параметр усиления (параметр Пирса), I_0 — ток пучка, χ — коэффициент связи электронов с волной, пропорциональный поперечной скорости частиц в ЛСЭ и МЦР и амплитуде гофра в приборах черенковского типа, μ — параметр инерционной группировки (см. [6]), N — норма рабочей моды, $V_{gr} = d\omega/dh$ — групповая скорость волны.

Прохождение сигнала в цепи обратной связи с поглотителем описывается уравнением

$$\frac{\partial a_n}{\partial \tau} + \frac{\partial a_n}{\partial Z} + \sigma(a_n)a_n = 0. \quad (6)$$

Длину поглотителя для определенности будем считать равной длине усилителя. Коэффициент поглощения с учетом насыщения зададим в виде

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \nu |a_n|^2}. \quad (7)$$

В соответствии со схемой, представленной на рис. 1, граничные условия на сочленении усилительной (индекс 1) и поглощающей (индекс 2) секций представим в виде

$$a_{n,in}^{(2)}(\tau) = K a_{n,out}^{(1)}(\tau), \quad (8)$$

где $K < 1$ — коэффициент частичной передачи усиленного сигнала в поглотитель (остальная доля мощности излучения уходит в полезную нагрузку). Вся прошедшая через поглотитель мощность с определенной временной задержкой T подается на вход усилителя

$$a_{n+1,in}^{(1)}(\tau) = a_{n,out}^{(2)}(\tau - T). \quad (9)$$

На рис. 2,3 показаны временные зависимости амплитуды и электронного КПД в случаях, когда нелинейность, приводящая к насыщению поглотителя, отсутствует ($\nu = 0$, рис. 2) и когда такая нелинейность введена в цепь обратной связи ($\nu = 0.3$, рис. 3). Видно, что при одних и тех же параметрах электронного усилителя введение нелинейности приводит к тому, что режим стационарной генерации сменяется режимом

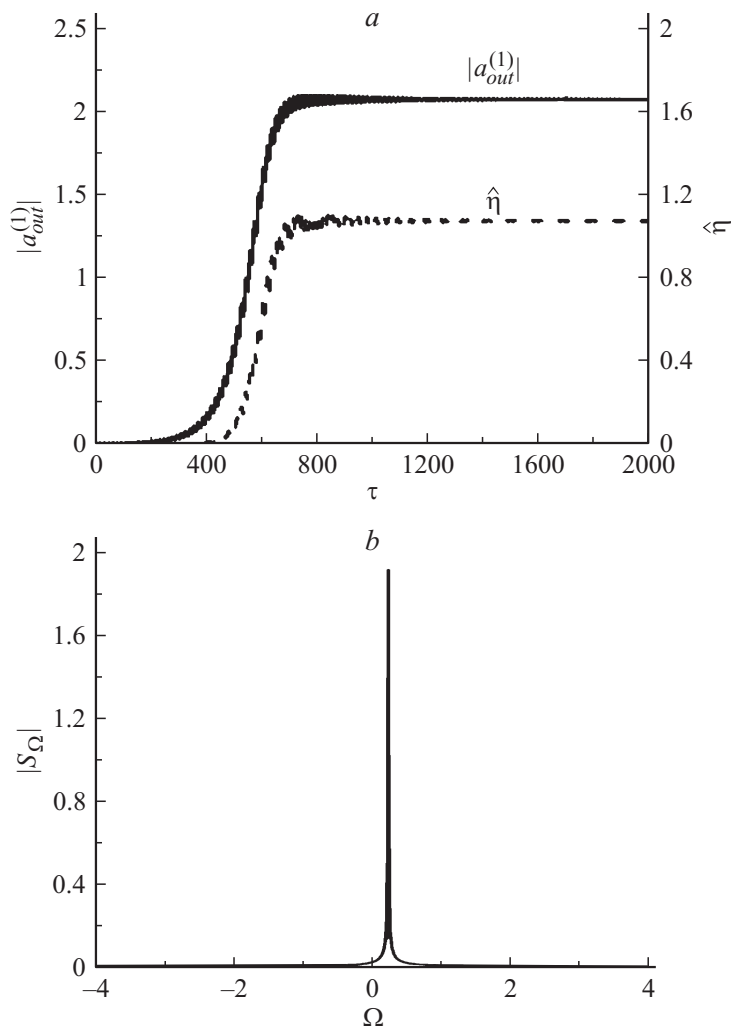


Рис. 2. *a* — зависимость от времени амплитуды поля $|a_{out}^{(1)}|$ (сплошная линия) и нормированного электронного КПД $\hat{\eta}$ (пунктир) в режиме установления стационарного режима генерации без учета просветления поглотителя $\nu = 0$ ($L = 5$, $R = 0.9$, $\sigma_0 = 0.6$, $T = 10$). *b* — спектр излучения $S_{\Omega} = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) \exp(-i\Omega\tau) d\tau$.

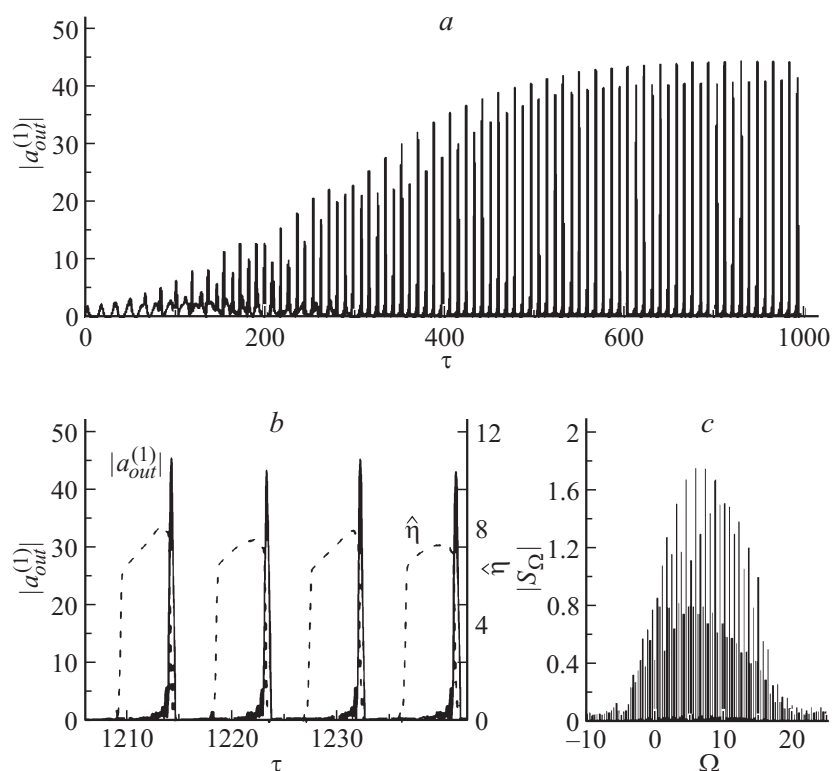


Рис. 3. Установление импульсно-периодического режима генерации при учете эффекта просветления $\nu = 0.3$ (прочие параметры системы те же, что и на рис. 2): *a* — зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления; *b* — детальный профиль „гигантских“ импульсов и текущий электронный КПД в развернутом по времени масштабе; *c* — спектр излучения.

генерации периодической последовательности импульсов. При этом амплитуда поля в пиковом режиме на порядок превосходит амплитуду стационарного режима. Таким образом, по терминологии, принятой в квантовой электронике, генерируемые импульсы могут называться „гигантскими“. Очевидно, механизм формирования импульсов также в значительной степени аналогичен имеющему место для лазерных

систем: возмущения малой амплитуды сильно поглощаются в цепи обратной связи, в то время как возмущения большой амплитуды проходят практически без поглощения. Вместе с тем следует отметить и определенную специфику электронных систем, где эффективность усиления коротких СВЧ-импульсов обусловлена последовательным отбором энергии у различных фракций квазинепрерывного электронного потока в процессе распространения указанного импульса с групповой скоростью, отличной от поступательной скорости частиц. В случае одиночных СВЧ-импульсов подобный механизм нестационарного усиления теоретически и экспериментально исследовался в [8,9]. В частности, было показано, что пиковая мощность усиливаемых импульсов превосходит уровень насыщения, характерный для стационарных режимов усиления. Более того, в оптимальных условиях мощность СВЧ-импульсов может превышать и мощность электронного потока. В отличие от указанных работ, в данном случае речь идет о генерации периодической последовательности коротких импульсов, формирующихся в результате синхронизации большого числа продольных мод резонатора, образованного петлей обратной связи.

Характерная длительность одного импульса определяется соотношением

$$\Delta t \sim \frac{1 - V_{||0}/V_{gr}}{\omega C}. \quad (10)$$

Таким образом, длительность импульсов в пренебрежении дисперсией фактически задается шириной полосы усиления излучения электронным потоком. Действительно, при длине пространства взаимодействия l для поддержания электронно-волнового синхронизма должно быть выполнено условие $|\omega - h(\omega)V_{||0} - \Omega|l/V_{||0} \leq 2\pi$. Соответственно учитывая, что характерная длина секции усиления определяется обратным инкрементом, для полосы усиления получаем $\delta\omega/\omega \leq 2\pi C(1 - V_{||0}/V_{gr})^{-1}$.

Важно подчеркнуть, что увеличение времени задержки сигнала T в цепи обратной связи приводит к увеличению числа импульсов, циркулирующих внутри резонатора, при этом как длительность одного импульса, так и интервал между импульсами в выходном сигнале фактически не меняется. Соответственно средний по времени электронный КПД остается неизменным.

Заметим, что в данной работе для демонстрации физического механизма пассивной синхронизации мод в электронных генераторах

в качестве насыщающегося поглотителя использовалась модель просветляющего поглотителя (7), типичная для оптического диапазона. Очевидно, что для практической реализации исследованного механизма в СВЧ-диапазоне более перспективно использование в цепи обратной связи эффекта циклотронного поглощения излучения равновесной плазмой или дополнительным первоначально прямолинейным замагниченным электронным пучком. Как известно (см., например, [10]), учет релятивистской зависимости гирочастоты от энергии частиц приводит к насыщению, когда возмущения малой интенсивности значительно сильнее поглощаются электронами, чем возмущения большой интенсивности. При этом, с точки зрения минимизации взаимного влияния различных участков микроволновых импульсов, при распространении в поглощающей секции наиболее благоприятна ситуация группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц первоначально прямолинейного электронного пучка совпадает с групповой скоростью электромагнитных импульсов.

В заключение следует отметить, что предлагаемая схема генерации коротких импульсов может быть также использована при синхронном взаимодействии электронных пучков со встречными волнами в генераторах типа ЛОВ с внешними отражателями и нелинейным поглотителем в цепи обратной связи. При этом, как следует из формулы (9), длительность импульсов должна увеличиться по сравнению с режимом синхронного взаимодействия с попутной волной. Представляется также перспективным анализ схем с двумя параллельными электронными пучками, когда один пучок усиливает волну, а второй вносит соответствующие нелинейные потери.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 14-29-00192.

Список литературы

- [1] Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 386 с.
- [2] Haus H.A. // IEEE J. of Select. Topics in Quant. Electron. 2000. V. 6. N 6. P. 1173–1185.
- [3] Brabec T., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. N 2. P. 545–591.
- [4] Крюков П.Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.

4* Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 17

- [5] *Denisov G.G., Kuzikov S.V., Savilov A.V.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 103102-4.
- [6] *Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. ИПФ АН СССР. 1979. С. 249–274.
- [7] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 6. С. 133–140.
- [8] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 20. С. 25–31.
- [9] *Яландин М.И., Реутова А.Г., Ульмаскулов М.Р.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 11. С. 620–625.
- [10] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. № 5. С. 890–899.