

**Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [yurchenk@ire.kharkov.ua](mailto:yurchenk@ire.kharkov.ua)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ ПРОЦЕССОВ СУММИРОВАНИЯ МОЩНОСТИ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ СОЕДИНЕНИИ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ С ДИОДАМИ ГАННА

Создание компактных источников излучения высокой мощности для радиофизических приложений требует суммирования мощности отдельных приборов. Перспективными для этой цели являются диоды Ганна на основе нитрида галлия. Для расчета систем с суммированием мощности, в особенности в задачах с запаздыванием, существует недостаток методов анализа и вычислительных методик, несмотря на многочисленные достижения. В данной работе, используя новый подход и предложенную нами модификацию численного метода Дормана-Принса, мы провели расчеты во временной области нелинейного суммирования мощности в активной системе, образованной параллельным соединением протяженных секций полосковых линий с диодами Ганна, где возникает значительная задержка обратной связи. Обнаружены и изучены сложные зависимости выходной мощности и периода колебаний от параметров системы. Результаты подчеркивают сильно нелинейный характер процессов и представляют интерес для объяснения эффектов, наблюдаемых на практике. Показана эффективность модели при изучении сверхширокополосной динамики поля в сильно нелинейных системах с запаздыванием и учетом замедленной реакции активных устройств на внешнее воздействие. Исследование подтвердило, что колебания в нелинейных, многоэлементных, и обладающих запаздыванием активных системах плохо описываются упрощенными моделями и требуют прямого расчета во временной области. Ил. 10. Библиогр.: 16 назв.

**Ключевые слова:** диод Ганна, линия задержки, система с запаздыванием, суммирование мощности.

Современные приложения требуют развития технологии субмиллиметровых волн, охватывающей диапазон частот от 0,1...100 ТГц. Для создания источников излучения высокой мощности перспективными считаются диоды Ганна на основе нитрида галлия GaN, способные генерировать излучение в субтерагерцевом диапазоне с выходной мощностью до нескольких ватт на одном приборе [1] и работать в режиме суммирования мощности в системе из многих приборов. Другим способом получения мощного излучения является преобразование частоты вверх по спектру за счет нелинейных эффектов [2]. При этом также необходимо проводить суммирование мощности, которое выполняется при низкой частоте, где мощность отдельных приборов значительно выше.

Суммирование мощности позволит создать компактные источники миллиметровых и субмиллиметровых волн для медицины, биологии, дистанционного зондирования и т. д., а также источники сигналов для шумовой радиолокации [3]. Проблемы суммирования мощности таких источников, в дополнение к сложным эффектам нелинейности и сильной связи между приборами, особенно значительны для терагерцевых систем. В этих случаях, поскольку сами приборы и пространство между ними намного больше, чем длина волны излучения, взаимодействие между приборами происходит с задержкой из-за распространения волн, что значительно усложняет анализ и конструирование таких систем.

Микроволновое суммирование мощности изучалось во многих системах. Вначале рассматривались дискретные цепи. Позже были предложены решения для волноводных [4] и для квазиоптических систем с массивом активных элемен-

тов в открытом резонаторе, обеспечивающем положительную обратную связь и фазовую синхронизацию [5].

В случае некогерентной работы системы полная мощность растет пропорционально числу устройств. Если же есть фазовая синхронизация, следует ожидать, что полная мощность будет расти квадратично с ростом числа элементов аналогично лазерному режиму генерации. В действительности рост мощности оказывается ограничен и при некотором числе устройств выходит на насыщение, что обусловлено сложной нелинейной природой явлений, распределенным характером системы, широкополосной и многочастотной динамикой колебаний и т. д.

Для разработки и моделирования активных систем с суммированием мощности существует недостаток соответствующих методов анализа и вычислительных методик, несмотря на многочисленные достижения [5]. Обычные средства анализа в частотной области, где применима концепция комплексного импеданса как функции частоты, непригодны для строгого моделирования таких структур, поскольку они справедливы для узкополосных систем в приближении малого сигнала. Для процессов с произвольной и сложной зависимостью от времени требуется прямое моделирование во временной области. Гибридные численные методы [6] и методы гармонического баланса [2], которые комбинируют расчеты в частотной и во временной области, позволяют подробно моделировать линейную часть задачи, а нелинейную анализируют в рамках приближений, справедливых по-прежнему для выбранного диапазона частот. Программное обеспечение для моделирования электронных схем, например, *HSPICE* [7], не пригодно для распределенных

систем, где волновое распространение сигнала во многом определяет работу системы. С другой стороны, универсальные численные методы анализа волновых процессов (например, [8, 9]) требуют огромных вычислительных ресурсов и поэтому неэффективны для нелинейных задач.

В связи с этим целью данной работы является развитие и применение новых методов моделирования во временной области сложных нелинейных процессов электромагнитного самовозбуждения в системе микрополосковых линий с активными элементами в случае параллельного соединения секций, содержащих активные элементы.

В ходе этой работы с помощью развитого нами альтернативного подхода [10, 11] проведено изучение широкого круга сильно нелинейных явлений суммирования мощности в открытой распределенной системе со значительными задержками обратной связи между активными устройствами (сильноточными GaN-диодами Ганна) и с дальнейшим излучением волн в общую линию передачи, где наблюдаются сложные зависимости мощности излучения от параметров системы.

**1. Постановка задачи.** В наших предыдущих исследованиях [10–14] мы моделировали суммирование мощности и другие эффекты в распределенных системах, состоящих из диодов Ганна, которые соединены последовательно с помощью протяженных секций микрополосковой линии передачи. В них наблюдались сложная динамика поля, излученного в открытую секцию линии передачи [10], одночастотная и многочастотная генерация, динамический хаос [13], серии высокочастотных импульсов [14] и сложные параметрические зависимости этих эффектов, например, срыв роста мощности генерации [12].

В работе [10] при использовании простой модели с одним диодом подтверждена эквивалентность традиционного импедансного приближения и проведенного авторами прямого моделирования колебаний в квазилинейном режиме и, напротив, непригодность импедансного приближения в тех случаях, когда из-за нелинейных эффектов возникают сложные режимы колебаний.

В данной работе мы рассматриваем возможность суммирования мощности в системе с параллельным соединением микрополосковых линий [15]. Ранее в этой системе мы изучали процесс генерации импульсов, возникающих за счет задержки обратной связи, а также возможность хаотизации таких сигналов. Системы этого вида похожи на волноводные структуры, которые изучались импедансным методом в работе [4] и в которых наблюдалось суммирование мощности на определенных частотах. В отличие от приближенного импедансного подхода, в настоящей ра-

боте мы моделируем процесс путем прямого расчета возникающего волнового поля, т. е. непосредственно во временной области, без предварительного ограничения на частоту и в произвольном нелинейном режиме.

Рассмотрим параллельное соединение  $N$  микрополосковых секций с диодами Ганна (рис. 1, а). Четырехполюсные активные блоки в этой схеме ( $n = 1 \dots N$ ) идентичны друг другу (рис. 1, б) и подключены параллельно к некоторому резонансному антенному узлу ( $n = 0$ ) (рис. 1, в), который работает как отдаленный резонатор и в то же время как резонансная антенна, передающая излучение в открытую (бесконечную) секцию микрополосковой линии передачи (рис. 1, а).

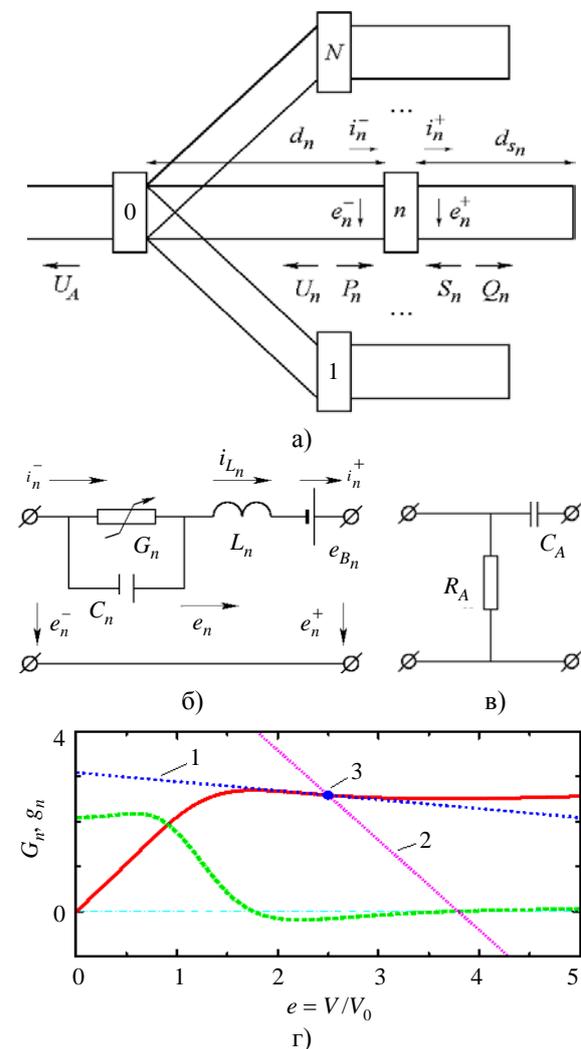


Рис. 1. Параллельное соединение (а) активных блоков (б), содержащих диоды Ганна  $G_n$  ( $n = 1 \dots N_D$ ), выполненное с помощью микрополосковых линий  $d_n$  ( $N = N_D + 2$ ), антенный узел ( $n = 0$ ) (в), ВАХ  $G_n(e)$  и дифференциальная проводимость  $g_n(e) = dG_n(e)/de$  диода Ганна (г) (1 и 2 – нагрузочные прямые при  $r_B = 5$  и  $r_B = 0,5$ , соответственно, 3 – рабочая точка)

Активные блоки представляют собой цепи с активными элементами, в качестве которых мы рассматриваем диоды Ганна. В настоящее время диоды Ганна способны работать в широком диапазоне частот, а отдельные их виды работают при частотах  $f > 100$  ГГц. В этой работе диоды Ганна описываются в терминах заданной вольт-амперной характеристики (ВАХ), имеющей участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) (рис. 1, г).

ВАХ диода Ганна дается здесь той же аппроксимацией, что использована в [10], которая является типичной для структур на основе арсенида галлия:

$$G_n = G_n(e) = G_{0n} [(e + 0,2e^4)/(1 + 0,2e^4) + 0,05e], (1)$$

где  $G_{0n} = Z_0 I_{0n} / V_0$  – безразмерный диодный параметр электрического тока (коэффициент связи диода с электромагнитным полем);  $I_0$  и  $V_0$  – ток и напряжение, характеризующие диод в точке локального максимума  $G_n(e)$ ;  $e = V/V_0$  – напряжение на диоде, выраженное в относительных единицах. Подобная модель диода стала инженерной нормой и пригодна для выполнения расчетов во временной области, например, в системе проектирования *HSPICE* [7]. Эта модель соответствует описанию работы прибора в режиме с ограниченным накоплением объемного заряда, который обеспечивает широкополосное функционирование диодов Ганна (в данном случае с отношением максимальной частоты к минимальной более десяти:  $f_{\max} / f_{\min} > 10$ ).

Приближение указанного вида означает мгновенный отклик диодов на изменение внешнего напряжения и соответствует пренебрежению детальным моделированием сильно полевых областей в диодных структурах. При этом собственную динамику приборов мы учитываем с помощью эквивалентной цепи, состоящей из идеального диода с мгновенным откликом  $G_n$ , его эквивалентной емкости  $C_n$ , индуктивности  $L_n$  и источника тока, создающего напряжение смещения  $e_{B_n}$  (рис. 1, б).

Резонансный антенный узел ( $n = 0$ ) может иметь разную структуру. Для узла, показанного на рис. 1, в, емкость  $C_A$  служит препятствием протеканию постоянного тока в бесконечную секцию микрополосковой линии (это позволяет более реалистично моделировать процесс излучения в открытое пространство), тогда как сопротивление  $R_A$  используется для демпфирования электрического тока (ниже мы полагаем  $R_A$  бесконечным). Наряду с этим, в одну из секций ( $n = N_{LC}$ ) вместо активного блока мы включаем

индуктивно-емкостной ( $LC$ ) контур, выполняющий роль резонатора таким же образом, как и подобный эквивалентный контур для волноводной структуры с суммированием мощности, рассмотренный в работе [4]. Этот контур имеет ту же структуру, что и диодный блок, в котором диод заменен сопротивлением (его также полагаем бесконечным), контакты со стороны микрополосковой секции  $d_{S_n}$  (см. рис. 1, а) разомкнуты, а сама секция отсутствует.

Отрезки микрополосковой линии длиной  $d_n$  и  $d_{S_n}$  обеспечивают запаздывание взаимной и обратной связи в этой системе. Они могут быть весьма длинными по сравнению с характерной длиной волны возникающего излучения.

Электромагнитное самовозбуждение возникает, когда напряжение на диоде попадает в область ОДС. Колебания развиваются в ответ на малую флуктуацию напряжения смещения  $e_{B_n}$  в этой области или же в результате переключения напряжения смещения из устойчивой области в нестабильную область ОДС.

Полная система уравнений, описывающая токи и напряжения в данной схеме, состоит из трех групп уравнений:

– волновых уравнений для токов  $i_n(\tau, x)$  и напряжений  $e_n(\tau, x)$  в микрополосковой линии на различных ее участках и в открытой секции;

– уравнений цепи, записанных для каждого блока  $n$  в терминах тока  $i_n(\tau)$  и напряжения  $e_n(\tau)$ , определенных, как показано на рис. 1 (для активных блоков  $i_n = i_n^- = i_n^+$ ,  $e_n = e_n^- - e_n^+$ ,  $i_n = i_{L_n} = i_{G_n} + i_{C_n}$ ,  $e_n = e_{C_n} + e_{L_n} - e_{B_n}$ );

– граничных условий для волновых уравнений в точке подсоединения блоков в линию ( $x_n^\pm = x_n \pm 0$ ), которые определяют связь между током и напряжением в линии в точке  $x_n^\pm$  ( $i_n^\pm(\tau) = i_n(\tau, x_n^\pm)$ ,  $e_n^\pm(\tau) = e_n(\tau, x_n^\pm)$ ) и током и напряжением цепи  $i_n(\tau)$ ,  $e_n(\tau)$  в момент времени  $\tau$ . Указанные граничные условия дополняются условием излучения при  $x = -\infty$  (нет входящих волн из открытой секции  $n = 0$ ) и условием короткого замыкания на концах балансных отрезков  $d_{S_n}$  (это приводит к появлению отраженных волн на этих участках).

В случае малой пространственной дисперсии микрополосковой линии линейная часть задачи существенно упрощается и распространение волн на волноводных участках описывается известным решением Римана-Даламбера одномерного волнового уравнения. В наших расчетах мы используем это приближение для линейной

части задачи, решаемой во временной области, в то время как нелинейная часть, в отличие от более традиционного подхода, моделируется в полном объеме. Это позволяет свести исходную задачу с дифференциальными уравнениями в частных производных к задаче с обыкновенными дифференциально-разностными уравнениями (уравнениями с отклоняющимся аргументом). Несмотря на сложность, вызванную запаздыванием, эти уравнения могут быть решены доступными численными методами [16]. В результате дифференциально-разностные уравнения на участках с активными блоками записываются в виде

$$\begin{aligned} U_n''(\mathcal{G}_n) = & -P_n''(\mathcal{G}_n - d_n) + \\ & + \omega_{L_n} e_{B_n}'(\tau) + 2\omega_{L_n} [S_n'(\mathcal{G}_n - 2d_{S_n}) - \\ & - U_n'(\mathcal{G}_n)] - \omega_{0_n}^2 [U_n(\mathcal{G}_n) + \\ & + P_n(\mathcal{G}_n - d_n) - G_n(e_{C_n})], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} P_n(\mathcal{G}_n - d_n) = & U_n(\mathcal{G}_n - 2d_n) - \\ & - e_{C_A}(\tau - d_n) - U_A(\tau - d_n); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} S_n(\mathcal{G}_n) = & U_n(\mathcal{G}_n) + P_n(\mathcal{G}_n - d_n) - \\ & - S_n(\mathcal{G}_n - 2d_{S_n}); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} e_{G_n} = & e_{B_n} + 2[S_n(\mathcal{G}_n - 2d_n) - U_n(\mathcal{G}_n)] - \\ & - \tau_{L_n} [U_n'(\mathcal{G}_n) + P_n'(\mathcal{G}_n - d_n)]. \end{aligned} \quad (5)$$

В этих уравнениях  $U_n(\mathcal{G}_n)$ ,  $P_n(\mathcal{G}_n)$ ,  $Q_n(\mathcal{G}_n)$ ,  $S_n(\mathcal{G}_n)$ ,  $U_A(\tau)$  – амплитуды волн, бегущих в соответствующих секциях линии (см. рис. 1, а), записанные как функции временных переменных  $\mathcal{G}_n = \tau + d_n = \tau + x_n$ ,  $\mathcal{G}_{S_n} = \mathcal{G}_n + d_{S_n} = \tau + x_{S_n}$  и текущего времени  $\tau$  таким образом, что

$$\begin{aligned} i_n^+(\tau) = & S_n(\mathcal{G} - 2d_{S_n}) + S_n(\mathcal{G}_n), \\ e_n^+(\tau) = & -S_n(\mathcal{G} - 2d_{S_n}) + S_n(\mathcal{G}_n), \\ i_n^-(\tau) = & U_n(\mathcal{G}_n) + P_n(\mathcal{G}_n - d_n), \\ e_n^-(\tau) = & -U_n(\mathcal{G}_n) + P_n(\mathcal{G}_n - d_n), \\ i_{A_n}^+(\tau) = & U_n(\mathcal{G}_n - d_n) + P_n(\mathcal{G}_n), \\ e_{A_n}^+(\tau) = & -U_n(\mathcal{G}_n - d_n) + P_n(\mathcal{G}_n), \\ i_A^-(\tau) = & U_A(\tau), \quad e_A^-(\tau) = -U_A(\tau). \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнения (2)–(6) записаны в терминах нормированных переменных, таких как относительная координата  $x = X/a$ , время  $\tau = ct/a$ , напряжение  $e_n = V_n/V_0$  и ток  $i_n = Z_0 I_n/V_0$ , где  $a$  – пространственный масштаб, используемый для нормировки,  $c$  – скорость волны,  $Z_0$  – импеданс линии. При этом величины  $\tau_{C_n} = cZ_0 C_n/a$ ,

$\tau_{L_n} = cL_n/(Z_0 a)$ ,  $\tau_{0_n} = 2\pi(\tau_{L_n} \tau_{C_n})^{1/2}$ ,  $\omega_{C_n} = 1/\tau_{C_n}$ ,  $\omega_{L_n} = 1/\tau_{L_n}$  и  $\omega_{0_n} = (\omega_{L_n} \omega_{C_n})^{1/2}$  определяют характерные времена и частоты, свойственные активным блокам, а функция  $G_n(e_{C_n})$  описывает ВАХ диода. Индекс  $A$  обозначает переменные, относящиеся к антенному узлу (см. обозначения на рис. 1), а величина  $U_A(\tau)$  описывает волну, излучаемую в открытую линию.

Аналогичным образом составляются уравнения для дискретного резонансного контура ( $n = N_{LC}$ ) и резонансного антенного узла ( $n = 0$ ) с учетом топологии схемы (рис. 1, а–в). В итоге мы получаем замкнутую систему  $N+1$  дифференциально-разностных уравнений второго порядка, которые описывают эволюцию поля в данном устройстве.

**2. Численные результаты.** Рассмотрим случай, когда антенный узел ( $n = 0$ ) имеет вид как показано на рис. 1, в. Из общего количества секций микрополосковой линии  $N$  мы имеем  $N_D = N - 2$  секции с диодами Ганна ( $n = 1...N_D$ ), одну секцию с дискретным резонансным контуром ( $n = N_{LC} = N - 1$ ) и одну секцию ( $n = N$ ) с контуром смещения, как на рис. 1, б, где диод Ганна заменен резистором  $R_B$ , задающим напряжение смещения на диоде (таким образом,  $N_D \geq 1$ ,  $N \geq 3$ ).

В ряде случаев мы рассматриваем вариант, когда отрезок микрополосковой линии у резонансного контура  $n = N_{LC}$  имеет нулевую длину ( $d_{LC} \approx 0$ ). В этом случае у центрального антенного узла ( $n = 0$ ) появятся собственные резонансные свойства из-за наличия  $LC$ -контура, который делает систему подобной волноводной структуре, рассмотренной в работе [4]. Кроме того, мы принимаем  $R_A = R_0 = \infty$  ( $s_0 = Z_0/R_0 = 0$ ) и полагаем  $e_{B_n} = 0$  для всех активных блоков, так что напряжение смещения прикладывается к структуре через общий  $n = N$  отрезок микрополосковой секции ненулевой длины  $d_N$  ( $e_{B_N} = e_B(\tau) \neq 0$ ).

На рис. 2–10 приведены некоторые примеры эволюции поля (напряжение  $e_{G_n}(\tau) = e_{C_n}(\tau)$  на контактах диода и профиль волны  $U_A(\tau)$ , излучаемой в бесконечную микрополосковую линию), а также зависимости излучаемой мощности  $P$  и периода колебаний  $T$  как функции длины различных отрезков микрополосковой линии. Как упоминалось ранее, колебания в системе возникают в результате самовозбуждения в ответ на начальное включение напряжения смещения  $e_{B_N}(\tau)$ .

Напряжение смещения выбирается таким образом, что напряжение на диоде  $e_{G_n}$  попадает на заданный участок ВАХ, например,  $e_{G_n} = 2,5$  (нестабильная область с ОДС, см. рис. 1, г) или (при изучении процессов включения) с отклонением  $\pm 1$  от этого значения на начальном этапе, как показано на рис. 2, а. В большинстве случаев, при медленном переключении, функция переключения не влияет на форму установившихся колебаний, как показано на рис. 2, б.

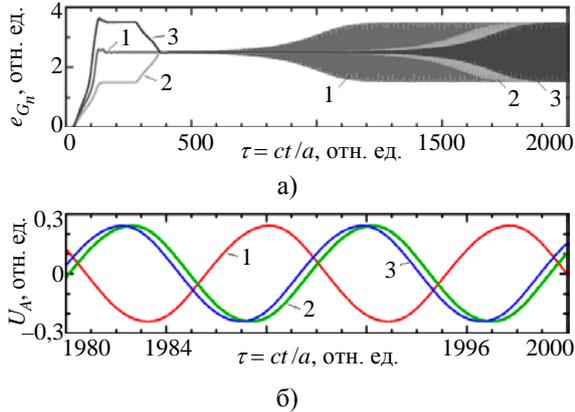


Рис. 2. Самовозбуждение системы после включения напряжения на диоде (а) вблизи рабочей точки  $e_{G_n} = 2,5$  и профиль волны излучения (б), где 1–3 соответствуют предстартовым значениям  $e_{G_n} = 2,5$ ,  $e_{G_n} = 1,5$  и  $e_{G_n} = 3,5$  ( $n = N_D = 1$ ,  $d_n = 6,28$ ,  $d_{LC} = 0,628$ ,  $d_{S_n} = 0$ ,  $r_B = 0,5$ )

Количество параметров, которое можно менять в задаче, достаточно велико, и подробное моделирование всех случаев не представляется возможным. Поэтому мы исследовали наиболее полезные как с физической, так и с практической точки зрения зависимости мощности генерации  $P$  и основной частоты колебаний  $T$  от числа активных блоков  $N_D$ , длины  $d_n$  и  $d_{S_n}$  отрезков микрополосковой линии и характеристического тока  $G_{0_n}$  активных блоков, который определяет выходную мощность системы с одним диодом.

Относительно значений параметров мы принимаем характерные времена для активных блоков равными  $\tau_{L_n} = \tau_{C_n} = 1$  (собственный период  $T_n = 2\pi$ ), времена для резонансного дискретного контура – такими же, как у активных блоков, времена для контура смещения – малыми ( $\tau_{L_N} = \tau_{C_N} = 0,1$ ), а характерное время для емкости антенного узла – большим ( $\tau_{C_A} = 10$ ). В ряде случаев мы принимаем, что балансные отрезки имеют нулевую длину  $d_{S_n} = 0$ , что значительно упрощает уравнения (2)–(5), и зачастую принимаем равной нулю длину микрополосковой секции у

резонансного контура  $d_{LC} = 0$  (тогда резонансный  $LC$ -контур становится частью резонансного антенного узла). Другие параметры, которые отличались от указанных выше или использовались в расчетах для конкретных случаев, приведены в подписях к рисункам.

Используя параметры диода Ганна  $I_0 = 8$  А и  $V_0 = 30$  В, типичные для диодов из GaN [1], и принимая значение для собственного импеданса линии передачи  $Z_0 = 50$  Ом, мы получаем характеристический ток диода (безразмерный диодный параметр электрического тока)  $G_{0_n} = Z_0 I_0 / V_0 = 13$ , см. уравнение (1). Для других диодов Ганна (например, для GaAs, имеющих  $I_0 = 1$  А) это значение может быть  $G_{0_n} \approx 1$ . В данной работе мы используем в основном промежуточное значение  $G_{0_n} = 2$ . Рабочая точка диода определяется диодным напряжением  $e_{G_n} = 2,5$ , управляемым величиной сопротивления в контуре смещения  $r_B$ , которое корректируется в зависимости от числа подключенных блоков  $N_D$  при заданном напряжении смещения  $e_{B_N}$ , установленном вначале для системы с одним диодом, как показано на рис. 1, г (точечная и штриховая прямые относятся к проводимости в контуре смещения  $s_{B_1} = 2$  и  $s_{B_2} = 0,2$  соответственно).

Мощность излучения  $P$  оценивается как средний поток мощности электромагнитной волны  $i_A^-(\tau + x) = U_A(\tau + x)$ , излученной из резонансного антенного узла  $n = 0$  в открытую секцию линии передачи. В относительных единицах мощность гармонической волны оценивается как  $P = (1/2)U_A^2$ , которая преобразуется в значения в ваттах как  $P_W = (V_0^2 / Z_0)P$ . В наших примерах  $P_W = 18P$ . Для волны с амплитудой  $U_A = 0,2$ , почти такой же, как на рис. 2, б, мы получаем  $P = 0,02$  и  $P_W = 0,36$  Вт. Эффективность диода в этом случае очень низкая,  $\eta = P / P_0 = 0,3\%$ , где  $P_0 = i_G e_G = 6,25$  – потребляемая мощность диода.

На рис. 3, а приведен пример сложного эффекта суммирования мощности в двух очень похожих системах, которые имеют качественно разные зависимости мощности излучения  $P$  от числа активных блоков. Системы отличаются только значением сопротивления в контуре смещения  $r_B$ , обеспечивающим одну и ту же рабочую точку  $e_{G_n} = 2,5$ , но при двух разных напряжениях смещения, выбранных таким образом, что изначально в однодиодной системе было  $r_{B_1} = 0,5$  в одном случае и

$r_{B_2} = 5$  в другом, что отвечает, соответственно, точечным и сплошным кривым на рис. 3, а.

В случае относительно большого сопротивления смещения  $r_B = 5$  (сплошная кривая на рис. 3, которая соответствует штриховой линии на рис. 1, г), рост мощности с числом блоков  $N_D$  при всех  $N_D = 1 \dots 9$  происходит монотонно, начиная от  $P_w = 0,23$  Вт ( $P = 0,0013$ ) при  $N_D = 1$  до почти 1 Вт ( $P_w = 0,95$  Вт,  $P = 0,0526$ ) при  $N_D = 9$ .

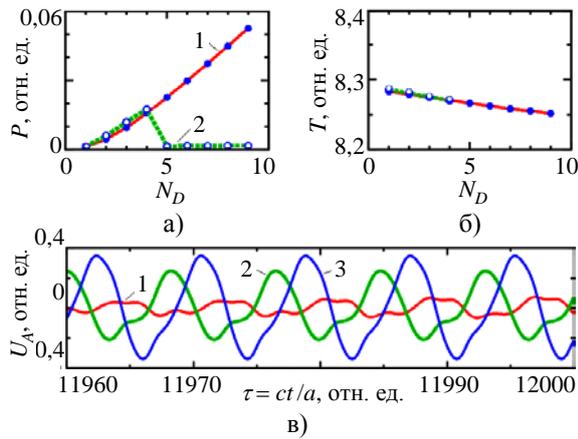


Рис. 3. Мощность  $P$  (а) и период колебаний  $T$  (б) как функции числа активных блоков  $N_D$  при  $d_n = 62,8$ ,  $d_{S_n} = 0$ ,  $d_{LC} = 0,628$ ,  $G_0 = 2$ ,  $r_B = 5$  (1) и  $r_B = 0,5$  (2); профиль волны излучения  $U_A(\tau)$  (в) при  $N_D = 1$ ,  $N_D = 5$  и  $N_D = 9$

Если сопротивление смещения мало ( $r_B = 0,5$ ), мощность излучения, после успешного начального роста с увеличением числа блоков до  $N_D = 4$  включительно, резко падает до уровня, лишь немного превышающего мощность однодиодной системы.

Эффект оказывается связан с изменением основного периода колебаний, как показано на рис. 3, б. С резким снижением мощности во втором случае основной период также резко меняется от значений порядка  $T = 8,27$  в относительных единицах (типичных для всех случаев) до  $T \approx 1000$  для  $N_D = 5$  (с увеличением  $N_D$  наблюдается постепенное уменьшение периода, что может указывать на возможность возобновления некоторого роста мощности при большом числе блоков).

Системы, рассмотренные выше, не являются оптимальными для генерации мощного излучения, хотя рост мощности в благоприятных условиях оказывается значительным. Для лучшего понимания соответствующих процессов мы проанализируем некоторые параметрические за-

висимости в таких системах.

Во-первых, рассмотрим зависимость мощности излучения от длины отрезка  $d_{LC}$  микрополосковой линии у резонансного контура. Мощность излучения  $P$  и основной период колебаний  $T$  как функции длины  $d_{LC}$ , выраженные в единицах характерной собственной длины волны  $\lambda_0$  (последняя определена формально как  $\lambda_0 = T_0 = 2\pi\tau_0$ ), приведены на рис. 4, а, б. Зависимости показывают, что выбор параметра  $d_{LC} = 0$ , сделанный во многих случаях, оказывается оптимальным для обеспечения более высокой частоты колебаний. Примеры профиля волны  $U_A(\tau)$ , излученной из системы при разных значениях параметра  $d_{LC}$ , показаны на рис. 4, г.

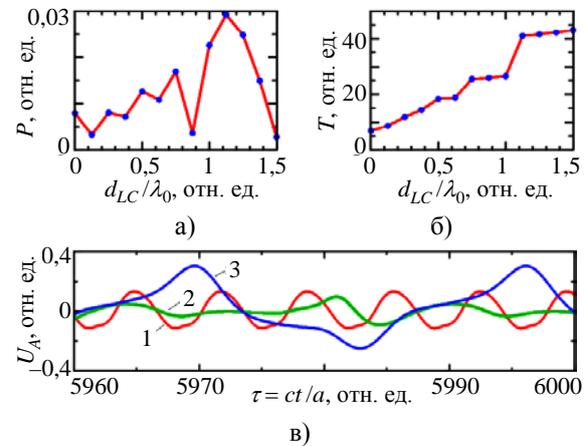
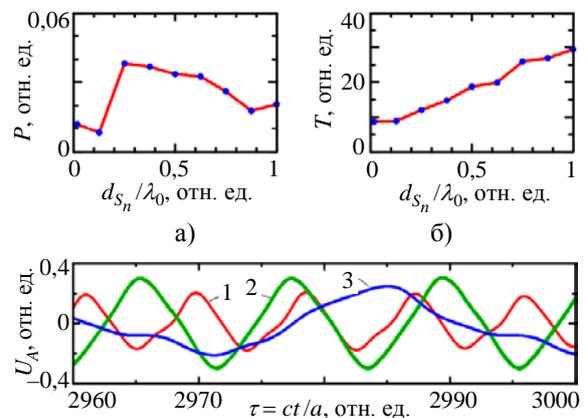


Рис. 4. Мощность  $P$  (а) и период колебаний  $T$  (б) как функции  $d_{LC}$  при  $d_n = 31,4$ ,  $d_{S_n} = 0$  ( $G_0 = 2$ ,  $N_D = 1$ ,  $r_B = 0,5$ ); профиль волны излучения (в) при  $d_{LC}/\lambda_0 = 0$ ,  $0,875$  и  $1$  (кривые 1–3 соответственно)

Подобным образом были изучены зависимость мощности  $P$  и основного периода колебаний  $T$  от длины балансного отрезка  $d_{S_n}$  (рис. 5), которые в качественном отношении приводят к аналогичным выводам.



в)

Рис. 5. Мощность  $P$  (а) и период колебаний  $T$  (б) как функции длины балансного отрезка  $d_{S_n}$  при  $d_n = 31,4$  и  $d_{LC} = 0,628$  ( $G_0 = 2, N_D = 1, r_B = 0,5$ ), профиль волны излучения  $U_A(\tau)$  (в) при  $d_{S_n}/\lambda_0 = 0; 0,25$  и  $1$  (кривые 1–3)

В обоих случаях увеличение длины соответствующего отрезка ( $d_{LC}$  или  $d_{S_n}$ ) приводит к резкому росту основного периода колебаний и тем самым негативно сказывается на высокочастотных свойствах системы.

Более интересными и информативными оказываются зависимости мощности  $P$  и основного периода колебаний  $T$  от длины отрезка  $d_n$  основной секции микрополосковой линии с активным блоком, как показано на рис. 6–7. Мощность излучения  $P$  как функция длины секции  $d_n$ , приведенная на рис. 6, а, имеет вид почти периодической функции с периодом, близким к  $\lambda_0/2$ . Период колебания  $T$  изменяется соответственно, хотя эти изменения не столь существенны. На рис. 7 показаны зависимости  $P(d_n)$  и  $T(d_n)$ , полученные при некоторых других условиях. Эти зависимости имеют более сложный вид, что, вероятно, связано с более значительным влиянием нелинейных эффектов в этом случае.

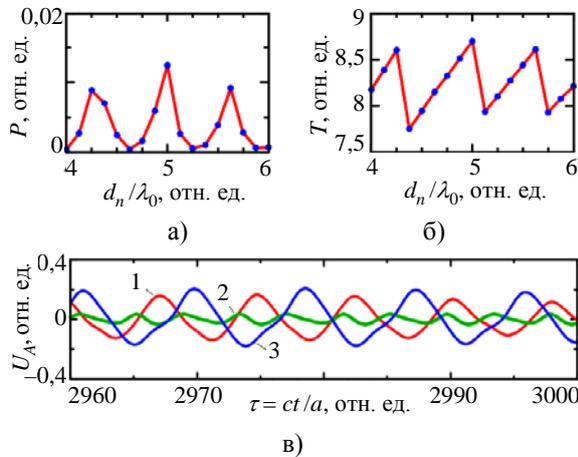


Рис. 6. Мощность  $P$  (а) и период колебаний  $T$  (б) как функции длины  $d_n$  секции с активным блоком при  $d_{LC} = 0,628 = \lambda_0/10, d_{S_n} = 0$ , профиль волны излучения  $U_A(\tau)$  (в) при  $d_n/\lambda_0 = 4,375; 4,625$  и  $5,0$  (кривые 1–3)

Для иллюстрации нелинейных эффектов мы приводим примеры профиля волн, которые возникают в условиях, соответствующих некоторым характерным точкам на кривой зависимости  $P(d_n)$  из рис. 6, а, и фазовые портреты колебаний поля в этих случаях, как показано на рис. 6, в и 8, а соответственно. Примеры показывают, что уменьшение мощности излучения в минимумах кривой на рис. 6, а связано с измене-

нием характера колебаний по типу удвоения периода, нередко наблюдаемого в нелинейных системах.

Природа осциллирующей зависимости  $P(d_n)$  на рис. 6, а и взаимная связь вида кривых  $P(d_n)$  и  $T(d_n)$  становится очевидной, если кривую  $P(d_n)$  построить в единицах, где длина  $d_n$  нормирована на фактическую длину волны излучения ( $\lambda_T = T$ ), как показано на рис. 8, б. В этом представлении становится очевидно, что период колебаний устанавливается таким, чтобы на длине секции  $d_n$  укладывалось целое число полуволн, фактически возникающих в системе.

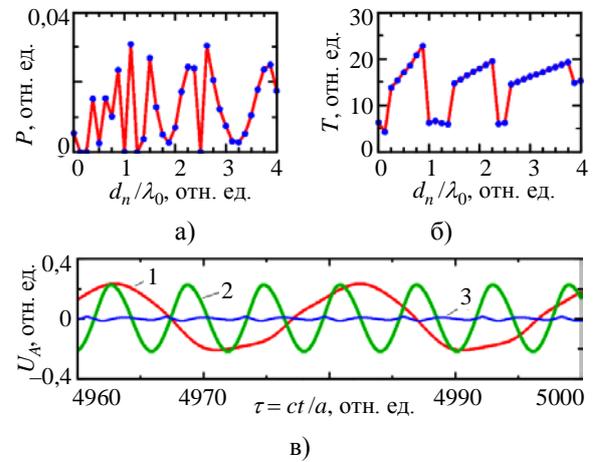


Рис. 7. Мощность  $P$  (а) и период колебаний  $T$  (б) как функции длины отрезка  $d_n$  секции с активным блоком при  $d_{LC} = 3,14 = \lambda_0/2, d_{S_n} = 0$ , профиль волны излучения  $U_A(\tau)$  (в) при  $d_n/\lambda_0 = 2,25; 2,375$  и  $2,50$  (кривые 1–3)

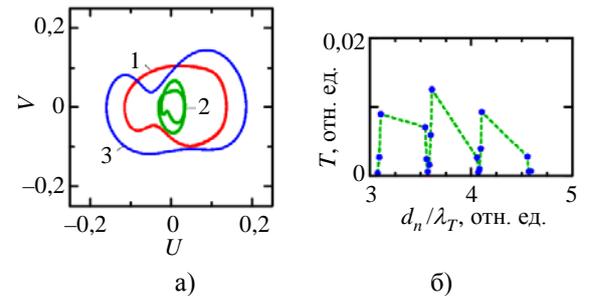


Рис. 8. Фазовый портрет колебаний, показанных на рис. 6, в ( $U = U_A(\tau), V = dU_A(\tau)/d\tau$ ) (а) и вид зависимости  $P(d_n)$  из рис. 6, а в случае, когда длина  $d_n$  нормирована на фактическую длину волны, возникающую в структуре (б)

На рис. 9, 10 представлены примеры нелинейной эволюции профиля волны излучения в ряде случаев. На рис. 9, а показано, что профиль волны, возбужденной в системе, нечувствителен к точности вычислений, когда относительная ( $\epsilon_r$ ) и абсолютная ( $\epsilon_a$ ) требуемая точность решения, согласно методу [16], увеличены на два порядка:

от  $\varepsilon_r = 10^{-8}$  и  $\varepsilon_a = 10^{-7}$  до  $\varepsilon_r = 10^{-10}$  и  $\varepsilon_a = 10^{-9}$  при  $G_0 = 2$ ,  $s_B = 2$ ,  $d_{S_n} = \lambda_0/2$ ,  $d_n = 3\lambda_0/8$ . Также следует отметить устойчивость профиля волны к виду функции переключения смещения в системе с сильной нелинейностью, (рис. 9, б), когда характеристический ток диода  $G_0 = 10$  ( $d_n = \lambda_0$ ).

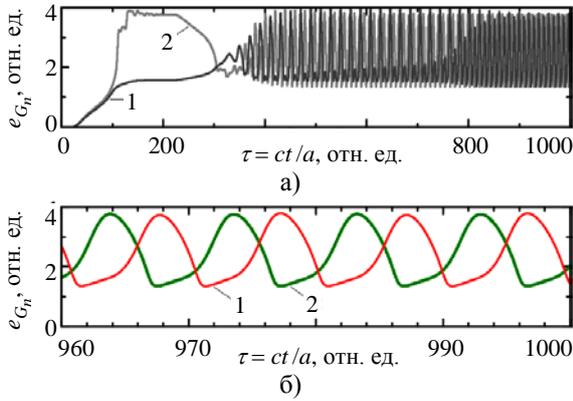


Рис. 9. Устойчивость профиля волны излучения к точности вычислений (а) (кривые 1 и 2 при  $\varepsilon_a = 10^{-7}$ ,  $\varepsilon_r = 10^{-8}$  и  $\varepsilon_r = 10^{-10}$ ,  $\varepsilon_a = 10^{-9}$ , соответственно) и к виду функции включения напряжения смещения (б), где кривые 1 и 2 соответствуют предстартовым значениям  $e_{G_n} = 1,5$  и  $e_{G_n} = 3,5$

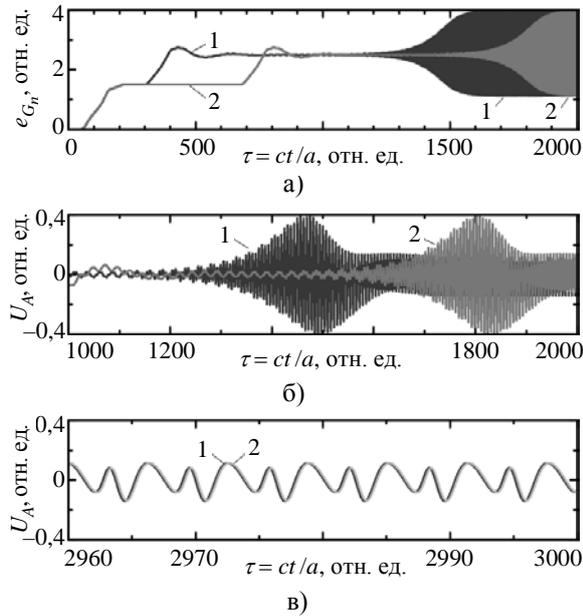


Рис. 10. Напряжение на диоде  $e_{G_n}$  при возбуждении колебаний в системе в случае  $d_n = \lambda_0$ ,  $d_{LC} = \lambda_0/2$  и  $d_{S_n} = 0$  ( $G_0 = 2$ ,  $N_D = 1$ ,  $r_B = 0,5$ ) (а), нелинейная стабилизация амплитуды поля излучения (б) и детальная структура участка поля (в) (кривые 1 –  $\varepsilon_a = 10^{-7}$ ,  $\varepsilon_r = 10^{-8}$ , кривые 2 –  $\varepsilon_r = 10^{-10}$ ,  $\varepsilon_a = 10^{-9}$ )

Изменения профиля волны в процессе самовозбуждения колебаний в однодиодной системе при  $d_n = \lambda_0$ , когда мощность излучения, показанная на рис. 7, резко падает практически до нуля, иллюстрирует рис. 10. Профиль волны пока-

зывает удвоение периода колебаний  $T$  и существенное уменьшения амплитуды волны  $U_A$  в режиме установившихся колебаний по сравнению с их значениями на ранней стадии возбуждения. Этот нелинейный профиль волны также нечувствителен к точности вычисления и к виду функции переключения смещения.

**Выводы.** Нами предложена математическая формулировка и проведено экономное по вычислительным затратам моделирование во временной области нелинейных процессов электромагнитного самовозбуждения в открытой системе микрополосковых линий с активными элементами (диодами Ганна) в случае параллельного соединения секций, содержащих активные элементы. Показана эффективность модели при изучении сверхширокополосной динамики поля в сильно нелинейных системах с запаздыванием с учетом немгновенной реакции активных устройств на внешнее воздействие.

Проведено моделирование во временной области эффектов суммирования мощности в системе с сильной задержкой взаимной связи между активными устройствами. Изучены сложные параметрические зависимости выходной мощности и периода колебаний от таких параметров, как количество секций с активными блоками, длина секций, характеристический ток активного блока, значение сопротивления в цепи смещения, вид функции переключения смещения и т. п. Полученные результаты иллюстрируют сильно нелинейный характер процессов и представляют интерес для объяснения различных эффектов, наблюдаемых на практике.

На примере рассмотренной цепи показано, что параллельное соединение секций с диодами, подключенных к общему резонансно-антенному узлу, который излучает волновое поле в бесконечную открытую секцию (аналог излучения в свободное пространство), является более благоприятным для суммирования мощности по сравнению с цепями последовательного типа.

Обнаружено, что наличие конечной длины (и увеличение этой длины) у некоторых отрезков цепи (балансных отрезков у диодных блоков или отрезка, ведущего к отдельному резонансному блоку) резко снижает частоту генерации. В то же время включение некоторых активных потерь на отдельных участках способствует стабильному развитию процесса суммирования мощности с ростом числа секций, объединенных в систему.

Таким образом, исследование подтвердило, что колебания в нелинейных, многоэлементных и обладающих запаздыванием активных системах плохо описываются упрощенными моделями и требуют прямого расчета во временной обла-

сти. В связи с этим существуют лишь довольно общие рекомендации по суммированию мощности, высказанные еще К. Курокава. В данной работе они впервые получили подтверждение путем численного моделирования, которое в сравнении с другими работами авторов показало, что, действительно:

- для суммирования мощности следует использовать параллельные соединения активных элементов;
- системы должны быть максимально компактными;
- в системы полезно вводить некоторые активные потери с целью стабилизации колебательного процесса.

#### Библиографический список

1. *First Observation of Bias Oscillations in GaN Gunn Diodes on GaN Substrate* / O. Yilmazoglu, K. Mutamba, K. Pavlidis, T. Karaduman // IEEE Trans. Electron Devices. – 2008. – 55, N 6. – P. 1563–1567.
2. *Vendelin G. D. Microwave Circuit Design Using Linear and Nonlinear Techniques* / G. D. Vendelin, A. M. Pavio, U. L. Rohde. – N. Y.: Wiley, 2005. – 387 p.
3. *Шумовая радарная технология* / К. А. Лукин, Ю. А. Александров, В. П. Паламарчук и др. // Прикладная радиоэлектрон. – 2009. – 8, № 4. – С. 510–525.
4. *Kurokawa K. The Single-Cavity Multiple-Device Oscillator* / K. Kurokawa // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. – 1971. – MTT-19, N 10. – P. 793–801.
5. *DeLisio M. P. Quasi-Optical and Spatial Power Combining* / M. P. DeLisio, R. A. York // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. – 2002. – MTT-50, N 3. – P. 929–936.
6. *Erturk V. B. Hybrid Analysis. Design Method for Active Integrated Antennas* / V. B. Erturk, R. G. Rojas, P. Roblin // IEE Proc. Microwave Antennas Propagations. – 1999. – 146. – P. 131–137.
7. *The Gold Standard for Accurate Circuit Simulation* [Электронный ресурс]. – Режим доступа: [www/URL: http://www.hspice.com](http://www.hspice.com). – Загл. с экрана
8. *Taflove A. Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method* / A. Taflove, S. C. Hagness. – N. Y.: Artech House, 2000. – 425 p.
9. *Сиренко Ю. К. Моделирование и анализ переходных процессов в открытых периодических, волноводных и компактных резонаторах* / Ю. К. Сиренко. – Х.: ЭДЕНА, 2003. – 363 с.
10. *Юрченко Л. В. Генерация многочастотных колебаний в микрополосковых линиях передачи с диодами Ганна* / Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко // Радиоэлектрон. и информатика. – 2007. – № 2. – С. 24–29.
11. *Yurchenko V. B. Time-Domain Simulation of Power Combining in a Chain of THz Gunn Diodes in a Transmission Line* / V. B. Yurchenko, L. V. Yurchenko // Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. – 2004. – 25, N 1. – P. 43–54.
12. *Юрченко Л. В. Моделирование автоколебаний при последовательном включении диодов Ганна в микрополосковую линию* / Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко // Прикладная радиоэлектрон. – 2007. – 6, № 4. – С. 555–560.
13. *Юрченко Л. В. Хаотические режимы генерации в протяженной микрополосковой линии с цепочкой диодов Ганна* / Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко // Радиоэлектрон. и информатика. – 2009. – № 3. – С. 14–20.
14. *Юрченко Л. В. Генерация ультракоротких импульсов в резонаторе с активным слоем и диэлектрическим зеркалом* / Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко // Прикладная радиоэлектрон. – 2005. – 4, № 2. – С. 195–200.
15. *Юрченко Л. В. Моделирование процессов генерации серии импульсов диодами Ганна в линиях задержки с параллельным соединением* / Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 3. – С. 371–377.
16. *Hairer E. Solving Ordinary Differential Equations II: Stiff and Differential-Algebraic Problems* / E. Hairer, G. Wanner. – Berlin: Springer-Verlag, 1991. – 354 p.

Рукопись поступила 18.03.2013 г.

L. V. Yurchenko, V. B. Yurchenko

#### TIME-DOMAIN MODELLING OF POWER COMBINING IN A PARALLEL CONNECTION OF STRIP LINES WITH GUNN DIODES

Development of compact high-power radiation sources for radiophysics requires power combining of active devices. Prospective devices for this purpose are GaN Gunn diodes. Simulation of power combining systems, particularly, those with time delay, shows a lack of relevant analysis methods and techniques, despite many achievements. In this work, using our modification of Dormand-Prince numerical method, we carried out time-domain modeling of nonlinear power combining in a distributed active system formed by a parallel connection of extended sections of strip lines with Gunn diodes specified by significant time delay of inter-device coupling. Complicated dependences of power output and period of oscillations on the system parameters have been found and investigated. The results emphasize an essentially nonlinear character of the processes and could be useful for the explanation of effects observed in practice. The model is efficient for the analysis of ultra-wideband field dynamics in active nonlinear systems with time delay. The research confirmed that oscillations in nonlinear, multi-element, time-delay active systems are poorly described by simplified models and require direct solutions in time domain.

**Key words:** Gunn diode, delay line, time delay system, power combining.

Л. В. Юрченко, В. Б. Юрченко

#### МОДЕЛЮВАННЯ У ЧАСОВОМУ ПРОСТОРІ ПРОЦЕСІВ СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТІ ПРИ ПАРАЛЕЛЬНОМУ З'ЄДНАННІ СМУЖКОВИХ ЛІНІЙ З ДІОДАМИ ГАННА

Створення компактних джерел випромінювання високої потужності для радіофізичних застосувань вимагає підсумовування потужності окремих приладів. Перспективними для цієї мети є діоди Ганна на основі нітриду галію. Для розрахунку систем з підсумовуванням потужності, особливо в задачах із запізненням, недостатньо методів аналізу і обчислювальних методик, незважаючи на численні досягнення. У даній роботі, використовуючи новий підхід і запропоновану нами модифікацію числового методу Дормана-Прінса, ми провели розрахунки в тимчасовій області нелінійного підсумовування потужності в активній системі, що утворена паралельним з'єднанням протяжних секцій смужкових ліній з діодами Ганна, де виникає значна затримка зворотного зв'язку. Виявлено та вивчено складні залежності вихідної потужності і періоду коливань від параметрів системи. Результати підкреслюють сильно нелінійний характер проце-

сів і викликають інтерес для пояснення ефектів, які спостерігаються на практиці. Показано ефективність моделі при вивченні надширокопasmогової динаміки поля в сильно нелінійних системах із запізненням з урахуванням сповільненої реакції активних пристроїв на зовнішній вплив. Дослідження підтвердило, що коливання в нелінійних, багатоелементних і актив-

них системах, що володіють запізненням, погано описуються спрощеними моделями і вимагають прямого розрахунку в тимчасовій області.

**Ключові слова:** діод Ганна, лінія затримки, система з запізнюванням, складання потужності.