

# Режим ганновской генерации в резонаторе на основе массива упорядоченных углеродных нанотрубок

© И.О. Золотовский<sup>1</sup>, А.С. Кадочкин<sup>1</sup>, И.С. Паняев<sup>1</sup>, И.А. Рожлейс<sup>1,2</sup>, Д.Г. Санников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ульяновский государственный университет,  
432009 Ульяновск, Россия

<sup>2</sup> Компания „Системная интеграция“,  
119971 Москва, Россия

E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Поступила в Редакцию 1 июля 2023 г.

В окончательной редакции 20 ноября 2023 г.

Принята к публикации 11 декабря 2023 г.

Работа посвящена нахождению и исследованию режима генерации СВЧ волн в модельной резонаторной полости на основе массива упорядоченных полупроводниковых углеродных нанотрубок. В рамках феноменологического подхода обнаружен режим генерации Ганна для углеродных нанотрубок длиной 25–150 мкм, исследовано влияние основных параметров (изменения электрического поля, расстояния между электродами, напряжения на контактах и т.д.) и показано, что электронный КПД при генерации может достигать 13%. Полученные результаты могут быть использованы для создания новых резонаторных структур — компактных СВЧ усилителей и излучателей на основе упорядоченных массивов нанотрубок.

**Ключевые слова:** эффект Ганна, углеродная нанотрубка (УНТ), резонатор, генерация.

DOI: 10.61011/FTP.2023.09.56990.5381

## 1. Введение

Традиционные диоды Ганна (ДГ) — это полупроводниковые приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением, возникающим в однородном кристалле полупроводника (например,  $n$ -GaAs, GaN, InP и т.д.) при приложении к нему сильного электрического поля [1,2]. ДГ служат для генерации и усиления электрических колебаний СВЧ диапазона. В зависимости от параметров кристалла, нагрузки, напряжения питания и температуры ДГ может работать в одном из режимов: доменном (который делится на пролетный, с задержкой образования доменов и с гашением доменов); гибридном; ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ) (или режим стабильного усиления) и отрицательной проводимости [3]. Режим генерации во многом определяется произведением концентрации легирующей примеси  $n$  на длину кристалла  $l$ , т.е.  $n \cdot l$ . Серийно выпускаемые ДГ предназначены для усиления и генерации излучения на частотах от 1–2 до 150 ГГц и более. При этом их выходные мощности в непрерывном режиме составляют от единиц милливатт в верхней области СВЧ до единиц ватт в дециметровом и метровом диапазонах. Повышенные значения выходной мощности для всех режимов, кроме режима ОНОЗ, получают за счет увеличения рабочего тока диода, что в свою очередь требует увеличения площади поперечного сечения кристалла и улучшения теплоотвода. Для частот  $< 1$  ГГц используются СВЧ транзисторы, обладающие гораздо лучшими функциональными возможностями. Основными трудностями при изучении работы ДГ являются детальное понимание процесса зарождения доменов при

различных профилях легирования, а также особенности многодоменного образования.

В 2000-е годы было отмечено [4], что эффект Ганна может возникать благодаря существованию области отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) (или отрицательной проводимости) в графеновых структурах — полупроводниковых одностенных углеродных нанотрубках (УНТ). В зависимости от угла закрутки графенового листа, описываемого индексами хиральности  $(n, m)$ , УНТ могут быть металлическими (если разность  $n - m$  делится на 3) или полупроводниковыми (при прочих  $n$  и  $m$ ). Экспериментально ОДС обнаружена в одиночных одно- и многостенных УНТ [5–12], как правило, при измерениях вольт-амперных характеристик. В ранней работе [5] в одностенной полупроводниковой УНТ путем изменения степени легирования были получены участки с  $n$ - или  $p$ -типом проводимости, что приводило к возникновению ОДС при низких температурах (до 180 К). Позже было продемонстрировано, что полевой транзистор на основе УНТ показывает ОДС при 300 К [11]. Так называемые „подвешенные“ металлические одностеночные УНТ, расположенные над затвором, также обнаруживают ОДС [6], что предложено использовать для создания газовых датчиков на основе полевых транзисторов (suspended CNT-FET) [13]. Возможность реализации ОДС в одиночных одностенных УНТ экспериментально показана в работе [7], где ОДС наблюдалась в туннельных спектрах, зарегистрированных на атомных дефектах водорода и азота в УНТ полупроводникового типа, и, предположительно, была связана с дефектными электронными состояниями в запрещенной зоне. Авторы работы [10] указывают на формирование  $p$ – $n$ -переходов (квантовых точек) в середине

одностенных УНТ из-за перезарядки островков атомарного послыонного напыления, чьи резонансные уровни туннелирования делают возможным явление ОДС. Также ОДС может быть связана с высокой фотопроводимостью трубки, играющей роль затвора [8]. В статье [9] ОДС наблюдалось в многостенных УНТ (диаметром до 17 нм). Предположительно, причиной ОДС являлось межслоевое резонансное туннелирование. В недавней статье [12] те же авторы обнаружили области ОДС при измерениях проводимости в полупроводниковых многослойных УНТ (диаметром 2.5–10 нм), синтезированных дуговым разрядом. Происхождение ОДС в системах с УНТ (в отличие от традиционного механизма ОДС, связанного с междолинным электронным переходом в *n*-GaAs) может быть связано с эффектами зонной структуры, фоновой блокадой, химическими реакциями, регулированием температуры, электрическими контактами, механическими деформациями [14–16]. Создание вертикально и горизонтально выровненных (ориентированных) массивов углеродных нанотрубок (англ. vertical/horizontal aligned carbon nanotube arrays) [17–21], а также рекордные значения материальных параметров и кинетических коэффициентов УНТ позволяют надеяться на реализацию ганновской генерации, отличной от традиционной, возникающей в GaAs, InP и других материалах.

В настоящей статье рассматривается возможность получения усиления и управляемого режима СВЧ генерации в резонаторной полости, заполненной массивом упорядоченных полупроводниковых УНТ. Рассмотрение проводится в рамках квазиодномерной модели.

## 2. Постановка задачи и модель

Рассмотрим резонатор, заполненный идентичными полупроводниковыми УНТ, расположенными параллельно оси *x* от анода к катоду. Отметим, что для сохранения полупроводниковых свойств УНТ должны иметь малый диаметр (< 10 нм) [9,12,22]. Постоянное электрическое поле  $E_0$  приложено к электродам и направлено вдоль оси *x* (рис. 1).

Будем описывать физические процессы в резонаторе с помощью квазиодномерной модели диода Ганна, считая, что в плоскости *yz* структура имеет форму круга диаметром  $d$ . Полагая, что в УНТ-структуре заряды (электроны) движутся в одном направлении от катода к аноду, будем считать неизменными плотность тока  $j$  и электрическое поле  $E$  в плоскости поперечного сечения. При таких допущениях задача упрощается, и уравнения Пуассона и полного тока (состоящего из токов проводимости  $j_{\text{cond}}$ , диффузии  $j_{\text{diff}}$  и смещения  $j_{\text{displ}}$ ) становятся одномерными (см., например, [1,3]):

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = \rho = e[n(x, t) - N_D], \quad (1)$$

$$j = j_{\text{cond}} + j_{\text{diff}} + j_{\text{displ}} = env - eD\nabla n + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon$  — диэлектрические проницаемости вакуума и межэлектродной среды (массив упорядоченных УНТ),

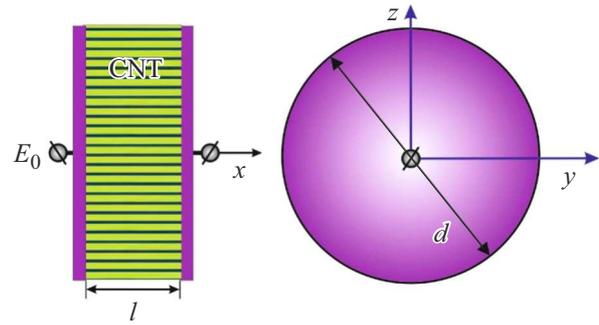


Рис. 1. Геометрия резонатора, заполненного УНТ.

$e$  и  $n$  — заряд и концентрация электронов,  $N_D$  — концентрация доноров,  $\rho(x, t)$ ,  $E(x, t)$ ,  $v(x, t)$  — объемная плотность стороннего электрического заряда, напряженность электрического поля и дрейфовая скорость направленного движения носителей соответственно;  $D$  — коэффициент диффузии.

Уравнение плотности полного тока

$$\frac{\partial j}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

поэтому с учетом вышеприведенных соотношений получаем уравнение для электрического поля:

$$\frac{i_a}{\varepsilon A} - \frac{e}{\varepsilon} n_0 v(E) - v(E) \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{\partial E}{\partial t} + D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{e}{\varepsilon} D \frac{\partial n_0}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

где  $i_a$  — (анодный) ток внешней цепи,  $n_0$  — концентрация электронов в начальный момент времени. Начальное условие (в момент времени  $t = 0$ ) находится из предположения о равенстве дрейфового и диффузионного токов, откуда

$$E(x) = \varphi_T \frac{1}{N_D} \frac{\partial N_D}{\partial x}, \quad (5)$$

где  $\varphi_T = D/\mu_n$  — температурный потенциал (соотношение Эйнштейна),  $\mu_n$  — подвижность электронов. Если контакты диода (полости) хорошо проводящие, то падения напряжения на них практически нет и напряженность электрического поля близка нулю. Тогда граничные условия принимают вид

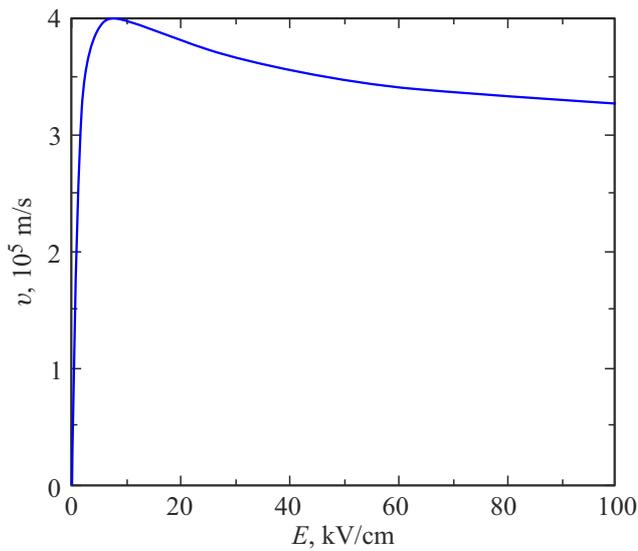
$$\begin{aligned} E(x = 0, t) &= 0, \\ E(x = l, t) &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Анодный ток

$$i_a = \left( U_0 - \int_0^l E dx \right) / Rn,$$

где  $R$  — сопротивление нагрузки,  $U_0$  — напряжение на контактах. Для полупроводниковых УНТ используем аппроксимацию зависимости дрейфовой скорости электронов от электрического поля, приведенную в статье [23]:

$$v(E) = \left[ \mu_n E + v_{\text{sat}} \left( \frac{E}{E_m} \right)^2 \right] / \left[ 1 + \frac{\mu_n E}{v_{\text{fit}}} + \left( \frac{E}{E_m} \right)^2 \right]. \quad (7)$$



**Рис. 2.** Аппроксимация зависимости дрейфовой скорости электронов от электрического поля в полупроводниковых УНТ [23].

На рис. 2 эта зависимость построена для параметров:  $\mu_n = 7.9 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  — подвижность электронов в полупроводниковых УНТ [24],  $v_{\text{sat}} = 3 \cdot 10^5 \text{ м/с}$  — скорость насыщения, а  $v_{\text{fit}} = 5 \cdot 10^5 \text{ м/с}$  и  $E_m = 4 \cdot 10^5 \text{ В/м}$  — подгоночные параметры. При этом скорость насыщения составляет  $\sim 1/3$  скорости Ферми в графене и практически не зависит от диаметра УНТ [23]. Начиная с  $\sim 10 \text{ кВ/см}$  дифференциальная подвижность электронов  $\mu_d = \frac{dv}{dE}$  становится отрицательной, что обуславливает возможность ганновской генерации.

Оценим условия, при которых в рассматриваемой структуре осуществляется доменный режим. Известно [25], что домен успевает сформироваться, если пролетное время от катода до анода  $t_{sp} = l/v_{\text{max}}$  ( $v_{\text{max}}$  — максимальная дрейфовая скорость носителей) будет существенно больше времени нарастания малой флуктуации

$$t_{gr} \cong 3\tau_{md} = \frac{3\varepsilon\varepsilon_0}{en_0|\mu_d|},$$

где  $l$  — расстояние между электродами,  $\tau_{md}$  — время максвелловской релаксации (рассасывания домена). Это условие приводит к так называемому критерию Крёмера:

$$n_0 l \geq \frac{3\varepsilon\varepsilon_0 v_{\text{max}}}{e|\mu_d|}. \quad (8)$$

С другой стороны, диффузия носителей не должна заметно уменьшать нарастания флуктуации, что имеет место, когда характерное время диффузии  $\tau_D \approx l^2/4\pi^2 D$  ( $D$  — коэффициент диффузии) больше времени  $\tau_{md}$ . Здесь учтено, что длина волны 1-й гармоники равна длине образца. В результате приходим к выражению для параметра  $n_0 l^2$ , определяющего нижнюю границу ганновской генерации:

$$n_0 l^2 \geq 4\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon D / e|\mu_d|. \quad (9)$$

В общем случае коэффициент диффузии может зависеть от поля, т.е.  $D = D(E)$ , однако учет этой зависимости в GaAs-ДГ не приводит к новым результатам [3].

Условия (7) и (8) дают выражения для длин, определяющих границы режима генерации:

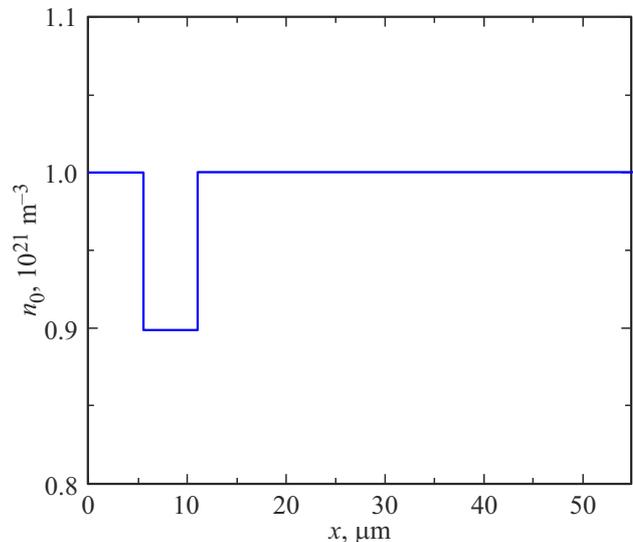
$$l_{\text{min}} = 2\pi \sqrt{\frac{\varepsilon D}{e|\mu_d|n_0}}, \quad l_{\text{max}} = \frac{3\varepsilon\varepsilon_0 v_{\text{max}}}{e|\mu_d|n_0}. \quad (10)$$

Отметим, что данная модель работает корректно, если длина разгона электронов гораздо меньше длины полости  $l$ .

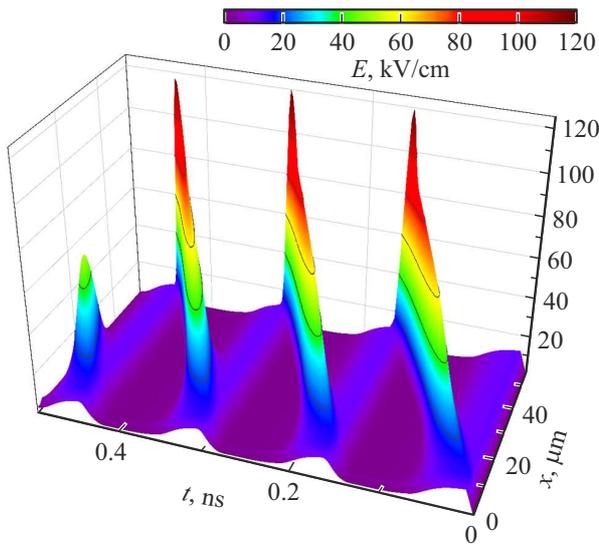
### 3. Численный анализ и обсуждение

Для численного анализа выбраны значения, соответствующие реальным параметрам УНТ. В экспериментальных работах [26–28] был определен коэффициент диффузии электронов в многослойных УНТ, значения которого лежат в диапазоне от 0.01 до 0.09  $\text{м}^2/\text{с}$ . В расчетах мы полагаем коэффициент  $D = 0.036 \text{ м}^2/\text{с}$ , что входит в указанный диапазон и отвечает значению, типичному для графена [29]. Действительная часть диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'$  СВЧ области может меняться в широких пределах благодаря изменению объемной доли и состава УНТ в матрице [30,31]. Выбирая значение  $\varepsilon' \approx 6$ , мы можем пренебречь потерями в системе, считая мнимую часть диэлектрической функции малой ( $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ ). При этом максимальное значение дифференциальной подвижности  $|\mu_d| \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  [23], а средняя концентрация донорных примесей порядка  $n_0 \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$  [32].

Будем считать, что профиль легирования УНТ в начальный момент времени имеет вид, показанный на рис. 3. Подобный профиль может быть создан, например,



**Рис. 3.** Распределение концентрации донорных примесей в момент времени  $t = 0$ , длина  $l = 55 \text{ мкм}$ .

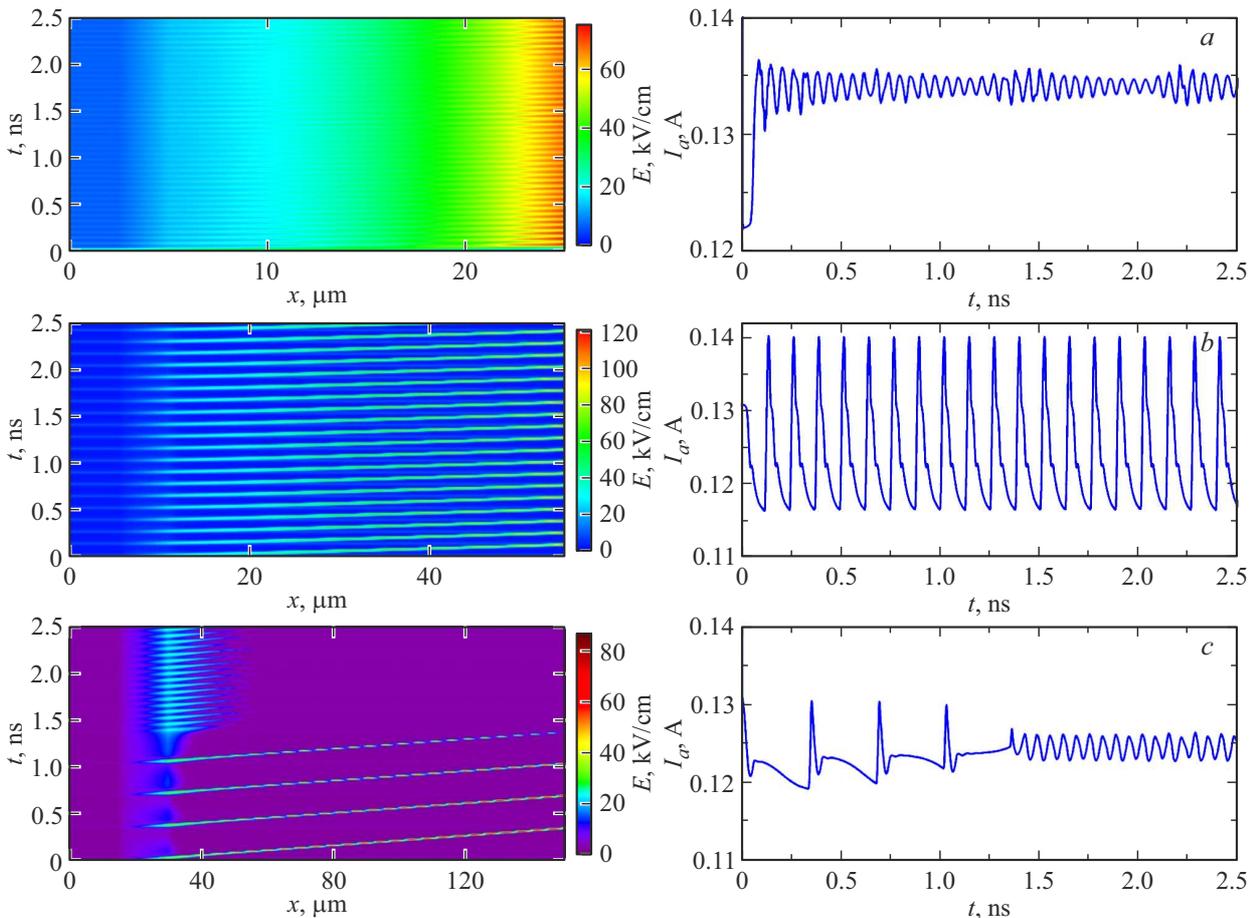


**Рис. 4.** Пространственно-временные зависимости электрического поля в УНТ-резонаторе с параметрами: длина  $l = 55$  мкм, диаметр полости  $d = 50$  мкм, приложенное напряжение  $U_0 = 70$  В, сопротивление нагрузки  $R = 10$  Ом, начальная концентрация электронов в УНТ  $n_0 = 10^{21} \text{ м}^{-3}$  [32]. Реализуется режим генерации доменов. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

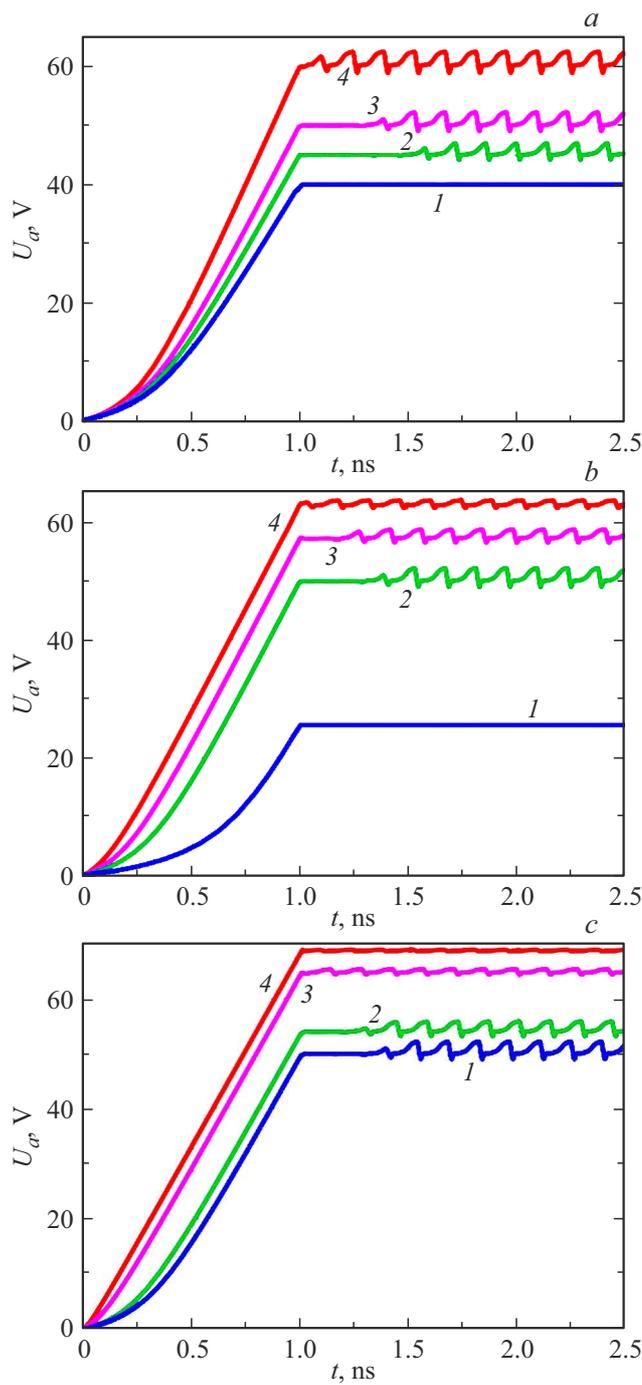
путем адсорбирования на поверхность УНТ атомов калия или брома [33–35]. „Впадина“ концентрации может быть обусловлена неоднородностью легирования, колебанием поля или тепловыми флуктуациями [36]. Данный профиль легирования повторяется (в процентном отношении) для любой выбранной длины  $l$  ДГ и описывается кусочно-заданной функцией, в которой ступенька удалена от начала (катода) на  $1/10$  всей длины  $l$ .

На рис. 4 показана картина развития доменной неустойчивости в резонаторе, построенная на основе решения уравнения (4) методом конечных элементов. Время нарастания  $t_1$  напряжения  $U_0$  мало по сравнению с временем удержания напряжения ( $t_1 \ll t_2$ ). Из рис. 4 следует, что в моделируемой резонансной полости с периодом  $\sim 0.15$  нс возникают домены, а их пролетная частота  $f_{sp}$  составляет  $\sim 7$  ГГц, что согласуется с оценкой  $f_{sp} \approx v_{\text{max}}/l$ , где  $v_{\text{max}}$  — максимальная дрейфовая скорость электронов. Пиковое значение электрического поля превышает 100 кВ/см, что почти на порядок выше приложенной напряженности  $E = U_0/d \approx 12$  кВ/см. Отметим, что подобное отношение наблюдается и в традиционных ДГ на основе  $n$ -GaAs [2].

Пред- и постдоменные режимы и режим ганновской генерации показаны на рис. 5. Отметим, что, соглас-



**Рис. 5.** Пространственно-временное распределение электрического поля и соответствующие ампер-временные характеристики в начальной стадии доменного режима (a), во время генерации (b) и в конечной стадии доменного режима (c). Режимы возникают для разной длины полости  $l_{\text{min}} = 25$  мкм (a),  $l = 55$  мкм (b) и  $l_{\text{max}} = 150$  мкм (c). Остальные параметры те же, что для рис. 4.



**Рис. 6.** Зависимости анодного напряжения на ДГ от времени ( $l = 55$  мкм): *a* — для разных значений напряжений смещения  $U_0 = 60, 65, 70, 80$  В (кривые 1–4),  $d = 50$  мкм,  $R = 150$  Ом; *b* — для разных поперечных сечений, т.е. значений  $d = 75, 50, 40, 30$  мкм (кривые 1–4).  $U_0 = 70$  В,  $R = 150$  Ом; *c* — для разных значений нагрузочного сопротивления  $R = 150, 120, 40, 10$  Ом (кривые 1–4).  $U_0 = 70$  В,  $d = 50$  мкм. Время нарастания сигнала  $t_1 = 1$  нс.

но (9), оценочные значения граничных длин резонатора  $l_{\min} \approx 5.2$  мкм и  $l_{\max} \approx 22.4$  мкм, тогда расчет дает длины  $l_{\min} = 25$  мкм (*a*),  $l = 55$  мкм (*b*) и  $l_{\max} \approx 150$  мкм (*c*).

Зависимость частоты генерации Ганна от длины резонатора\*

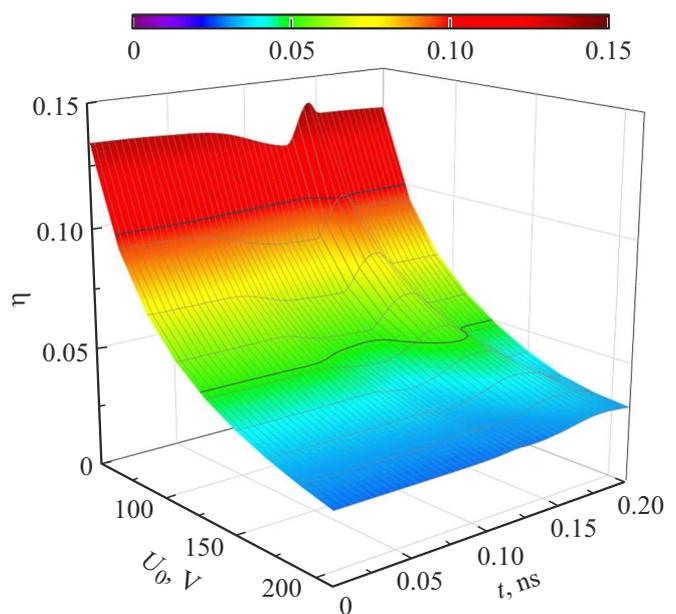
$l$ , мкм	35	45	55	60
$f$ , ГГц	–	8.7	7.1	6.4

Примечание. \* Параметры  $U_0 = 70$  В,  $d = 50$  мкм,  $R = 150$  Ом.

Это может быть связано с отмеченной во Введении разницей механизмов возникновения ОДС в УНТ и GaAs. Кроме того, на границы доменного режима может заметно влиять начальное распределение концентрации (профиль легирования)  $n_0(x)$  [3].

На рис. 6 приводятся зависимости анодного напряжения от времени на ДГ для разных значений напряжений смещения (*a*), диаметра (*b*) и сопротивления нагрузки (*c*). Известно, что частота традиционных генераторов Ганна слабо зависит от приложенного напряжения. С увеличением приложенного напряжения несколько возрастает толщина домена, а скорость его движения изменяется незначительно. Уменьшение нагрузочного сопротивления приводит к увеличению амплитуды переменной части выходного сигнала (кривые 2–4 на рис. 6, *c*). Отметим, что режим генерации начинается раньше для более высоких значений напряжений  $U_0$  (рис. 6, *a*), меньших значений диаметра  $d$  (рис. 6, *b*), и меньших значений нагрузочного сопротивления  $R$  (рис. 6, *c*). Кроме того, мы провели оценку частоты ганновской генерации от длины резонатора. Как видно из таблицы, генерация возникает в полостях длины  $l > 35$  мкм, причем частота генерации уменьшается с ростом длины резонатора.

На рис. 7 приведена зависимость усредненного электронного КПД  $\eta = P/P_{\text{out}}$  от напряжения на резонаторе. Потребляемая и выходная мощности определялись



**Рис. 7.** Зависимость усредненного электронного КПД от напряжения на резонаторе. Параметры те же, что и на рис. 4.

следующим образом:  $P = I_0 U_0$ ,  $P_{\text{out}} = I_a U_a$ , причем  $I_0$  и  $I_a$  — потребляемый и выходной (анодный) токи,  $U_0$  и  $U_a$  — приложенное и выходное (анодное) напряжения. Как видно из рис. 7, электронный КПД растет с уменьшением напряжения на ДГ, достигая значения  $\sim 13\%$ , что превышает аналогичный показатель (1–5%, [3]) для современных ДГ на основе GaAs. Дополнительный анализ показывает, что существует предельное значение  $R_{\text{max}}$ , при котором режим генерации прекращается. Для данного набора параметров (см. рис. 7)  $R_{\text{max}} = 227 \text{ Ом}$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, мы обнаружили и исследовали режим ганновской генерации излучения сверхвысоких частот в резонансной полости, заполненной УНТ. С помощью моделирования методом конечных элементов показана возможность управления процессом СВЧ генерации с помощью изменения внешних параметров (приложенного напряжения, сопротивления нагрузки) и внутренних параметров (длины и диаметра полости). Было установлено, что максимальным частотам генерации соответствуют малые длины резонатора, а предсказываемые стандартной теорией значения длин резонатора не соответствуют расчетным. Показано, что электронный КПД для УНТ-резонатора может достигать значений 13%, что превышает аналогичный показатель (1–5% в непрерывном режиме) для современных ДГ на основе GaAs. Для экспериментальной реализации предложенной схемы предпочтительнее использовать горизонтально ориентированные массивы УНТ, которые обычно выращиваются на плоских подложках и параллельно подложке, с большими расстояниями между трубками. Они имеют длину до сантиметров и даже дециметров, а их соотношение сторон может превышать  $10^6$ – $10^8$ . Отдельные УНТ в массиве имеют 1–5 оболочек и малый диаметр (1–5 нм). Взаимодействия между трубками слабые, что приводит к относительно низкой плотности дефектов [17,18]. Число УНТ в массиве должно быть таким, чтобы распределение тока по УНТ не превышало пределы нескольких микроампер на одну трубку, так как в противном случае сопротивление УНТ значительно увеличивается [37]. В качестве контактов можно использовать электроды из хорошо проводящих металлов: серебра (Au) [38], никеля (Ni) и серебра (Au) [5], золота (Au) [39], титана (Ti) и платины (Pt), палладия Pd [40] и т.д., обеспечивая теплоотвод для поддержания постоянной температуры. Сопротивление контакта „металл–УНТ“ определяется параллельностью и однородностью УНТ в массиве [41]. Для улучшения свойств контакта можно использовать металлические катализаторы (например, Fe, Co, Ni), осаждаемые на торцы УНТ до получения внешних дорожек металлизации, а также термический отжиг в присутствии переходного металла [42].

Полученные результаты могут быть также использованы в радиофотонике и оптической связи при разработке компактных СВЧ усилителей и генераторов.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-19-00880) и гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-15-2021-581).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Д.П. Царапкин. *Генераторы СВЧ на диодах Ганна* (М., Радио и связь, 1982).
- [2] М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. *Эффект Ганна* (М., Сов. радио, 1975).
- [3] Г.И. Веселов. *Микроэлектронные устройства СВЧ* (М., Высш. шк., 1988).
- [4] A.S. Maksimenko, G.Y. Slepian. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 362 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.362>
- [5] C. Zhou, J. Kong, E. Yenilmez, H. Dai. *Science*, **290**, 1552 (2000). <https://doi.org/10.1126/SCIENCE.290.5496.1552>
- [6] E. Pop, D. Mann, J. Cao, Q. Wang, K. Goodson, H. Dai. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 155505 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.155505>
- [7] G. Buchs, P. Ruffieux, P. Gröning, O. Gröning. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 073115 (2008). <https://doi.org/10.1063/1.2975177/336360>
- [8] S.W. Lee, A. Kornblit, D. Lopez, S.V. Rotkin, A.A. Sirenko, H. Grebel. *Nano Lett.*, **9**, 1369 (2009). <https://doi.org/10.1021/nl803036a>
- [9] M. Ahlskog, O. Herranen, A. Johansson, J. Leppäniemi, D. Mtsuko. *Phys. Rev. B*, **79**, 155408 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.155408>
- [10] M. Rinkio, A. Johansson, V. Kotimaki, P. Törmä. *ACS Nano*, **4**, 3356 (2010). <https://doi.org/10.1021/nn100208v>
- [11] K.A. Shah, M.S. Parvaiz. *Superlatt. Microstruct.*, **100**, 375 (2016). <https://doi.org/10.1016/J.SPMI.2016.09.037>
- [12] M. Ahlskog, O. Herranen, J. Leppäniemi, D. Mtsuko. *Eur. Phys. J. B*, **95**, 130 (2022). <https://doi.org/10.1140/EPJB/S10051-022-00392-Z>
- [13] S. Jung, R. Hauert, M. Haluska, C. Roman, C. Hierold. *Sensors Actuators B: Chem.*, **331**, 129406 (2021). <https://doi.org/10.1016/J.SNB.2020.129406>
- [14] T.D. Yuzvinsky, W. Mickelson, S. Aloni, G.E. Begtrup, A. Kis, A. Zettl. *Nano Lett.*, **6**, 2718 (2006). <https://doi.org/10.1021/nl061671j>
- [15] S. Choudhary, G. Saini, S. Qureshi. *Mod. Phys. Lett. B*, **28**, 1450007 (2014). <https://doi.org/10.1142/S0217984914500079>
- [16] S.A. Evlashin, M.A. Tarkhov, D.A. Chernodubov, A.V. Inyushkin, A.A. Pilevsky, P.V. Dyakonov, A.A. Pavlov, N.V. Suetin, I.S. Akhatov, V. Perebeinos. *Phys. Rev. Appl.*, **15**, 054057 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.15.054057>
- [17] R. Zhang, Y. Zhang, F. Wei. *Chem. Soc. Rev.*, **46**, 3661 (2017). <https://doi.org/10.1039/C7CS00104E>
- [18] M. He, S. Zhang, J. Zhang. *Chem. Rev.*, **120**, 12592 (2020). <https://doi.org/10.1021/ACS.CHEMREV.0C00395>

- [19] L. Liu, J. Han, L. Xu, J. Zhou, C. Zhao, S. Ding, H. Shi, M. Xiao, L. Ding, Z. Ma, C. Jin, Z. Zhang, L.M. Peng. *Science*, **368**, 850 (2020). <https://doi.org/10.1126/science.aba5980>
- [20] S. Shekhar, P. Stokes, S.I. Khondaker. *ACS Nano*, **5**, 1739 (2011). <https://doi.org/10.1021/nn102305z>
- [21] J. Kimbrough, L. Williams, Q. Yuan, Z. Xiao. *Micromachines*, **12** (1), 12 (2021). <https://doi.org/10.3390/MI12010012>
- [22] M.J. Biercuk, S. Ilani, C.M. Marcus, P.L. McEuen. *Electrical transport in single-wall carbon nanotubes* (In: Topics Appl. Phys., Springer, Berlin, Heidelberg, 2008) p. 455. [https://doi.org/10.1007/978-3-540-72865-8\\_15](https://doi.org/10.1007/978-3-540-72865-8_15)
- [23] V. Perebeinos, J. Tersoff, P. Avouris. *Nano Lett.*, **6**, 205 (2006). <https://doi.org/10.1021/nl052044h>
- [24] T. Dürkop, S.A. Getty, E. Cobas, M.S. Fuhrer. *Nano Lett.*, **4**, 35 (2004). <https://doi.org/10.1021/NL034841Q>
- [25] M. Shur. *Physics of Semiconductor Devices* (Prentice Hall, 1990).
- [26] C. Schönenberger, A. Bachtold, C. Strunk, J.P. Salvetat, L. Forró. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, **69**, 283 (1999). <https://doi.org/10.1007/s003390051003>
- [27] B. Stojetz, C. Hagen, C. Hendlmeier, E. Ljubović, L. Forró, C. Strunk. *New J. Phys.*, **6**, 27 (2004). <https://doi.org/10.1088/1367-2630/6/1/027>
- [28] J.F. Dayen, T.L. Wade, M. Konczykowski, J.E. Wegrowe, X. Hoffer. *Phys. Rev. B*, **72**, 073402 (2005). <https://doi.org/10.1103/PHYSREVB.72.073402>
- [29] R. Jago, R. Perea-Causin, S. Brem, E. Malic. *Nanoscale*, **11**, 10017 (2019). <https://doi.org/10.1039/c9nr01714c>
- [30] E. Decrossas, M.A. El Sabbagh, V.F. Hanna, S.M. El-Ghazaly. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **54**, 81 (2012). <https://doi.org/10.1109/TEM.2011.2174788>
- [31] J. Wu, L. Kong. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4956 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1762693>
- [32] J.M. Marulanda, A. Srivastava. *Phys. Status Solidi B*, **245** (11), 2558 (2008). <https://doi.org/10.1002/PSSB.200844259>
- [33] R.S. Lee, H.J. Kim, J.E. Fischer, A. Thess, R.E. Smalley. *Nature*, **388**, 255 (1997). <https://doi.org/10.1038/40822>
- [34] M. Radosavljević, J. Appenzeller, P. Avouris, J. Knoch. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3693 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1737062>
- [35] L. Duclaux. *Carbon (N.Y.)*, **40**, 1751 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0008-6223\(02\)00043-X](https://doi.org/10.1016/S0008-6223(02)00043-X)
- [36] M. Shur. *GaAs devices and circuits* (Plenum Press, N.Y., 1987).
- [37] J. Li, Q. Ye, A. Cassell, H.T. Ng, R. Stevens, J. Han, M. Meyyappan. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2491 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1566791>
- [38] B. Kim, M.L. Geier, M.C. Hersam, A. Dodabalapur. *Sci. Rep.*, **7**, 39627 (2017). <https://doi.org/10.1038/srep39627>
- [39] Q. Bao, K.P. Loh. *ACS Nano*, **6**, 3677 (2012). <https://doi.org/10.1021/NN300989G>
- [40] Y. Zhou, A. Gaur, S.H. Hur, C. Kocabas, M.A. Meitl, M. Shim, J.A. Rogers. *Nano Lett.*, **4**, 2031 (2004). <https://doi.org/10.1021/nl048905o>
- [41] А.И. Воробьева. *Успехи физ. наук*, **179**, 243 (2009).
- [42] R. Rosen, W. Simendinger, C. Debbault, H. Shimoda, L. Fleming, B. Stoner, O. Zhou. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1668 (2000). <https://doi.org/10.1063/1.126130>

Редактор Г.А. Оганесян

## Gunn generation mode in a resonator based on an array of ordered carbon nanotubes (CNTs)

I.O. Zolotovskiy<sup>1</sup>, A.S. Kadochkin<sup>1</sup>, I.S. Panyaev<sup>1</sup>, I.A. Rozhleys<sup>1,2</sup>, D.G. Sannikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ulyanovsk State University,  
432009 Ulyanovsk, Russia  
<sup>2</sup> „System Integration“ Company,  
119971 Moscow, Russia

**Abstract** The work is devoted to finding and studying the mode of generation of microwave waves in a model resonator cavity based on an array of ordered carbon nanotubes. The behavior of the main parameters (changes in the electric field, distance between the electrodes, bias voltage, etc.) has been studied. The electronic efficiency during generation is shown to reach 13%. The results obtained can be used to design new resonator structures such as compact microwave amplifiers and emitters based on ordered carbon nanotube arrays.