

УДК 539.216.1; 621.315.592

Модель электромагнитного излучателя на основе потока одиночных электронов внутри изогнутой углеродной нанотрубки

Поклонский Н.А., Вырко С.А., Власов А.Т., Сягло А.И., Раткевич С.В.

Белорусский государственный университет,
пр-т Независимости, 4, г. Минск 220030, Беларусь

Поступила 25.10.2018

Принята к печати 30.11.2018

Вопросы создания и использования микро- и нанометровых антенн для генерации и приема электромагнитного излучения все еще актуальны как в фундаментальном, так и в прикладном аспектах. С уменьшением размеров антенны частота электромагнитного излучения увеличивается, а мощность – падает. Для увеличения мощности излучения обычно применяются периодические (в пространстве) электродинамические структуры. Цель работы – найти возможность применения инжекции и (квази)-баллистического дрейфа одиночных электронов внутри изогнутых углеродных нанотрубок для излучения электромагнитной волны в микроволновом диапазоне и определить параметры излучательной системы, которые влияют на мощность излучения.

Расчетным способом в рамках классической электродинамики показана принципиальная возможность генерации электромагнитного излучения гигагерцового диапазона потоком одиночных электронов внутри полой изогнутой диэлектрической углеродной нанотрубки.

Установлено, что спектром и мощностью этого излучения можно управлять, варьируя плотность потока электронов, длину и кривизну полой нанотрубки.

Результаты работы могут быть использованы при разработке микроминиатюрного источника микроволнового электромагнитного излучения на основе изогнутой углеродной нанотрубки в технике бесконтактной зондовой микроскопии.

Ключевые слова: изогнутая полая углеродная нанотрубка, поток одиночных электронов, электромагнитный излучатель, электрический дипольный момент.

DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-288-295

Адрес для переписки:

Поклонский Н.А.
Белорусский государственный университет,
пр-т Независимости, 4, г. Минск 220030, Беларусь
e-mail: poklonski@bsu.by; poklonski@tut.by

Address for correspondence:

Poklonski N.A.
Belarusian State University,
Nezavisimosti Ave., 4, Minsk 220030, Belarus
e-mail: poklonski@bsu.by; poklonski@tut.by

Для цитирования:

Поклонский Н.А., Вырко С.А., Власов А.Т., Сягло А.И., Раткевич С.В.
Модель электромагнитного излучателя
на основе потока одиночных электронов
внутри изогнутой углеродной нанотрубки.
Приборы и методы измерений.
2018. – Т. 9, № 4. – С. 288–295.
DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-288-295

For citation:

Poklonski N.A., Vyrko S.A., Vlassov A.T., Siahlo A.I., Ratkevich S.V.
[Model of Electromagnetic Emitter
Based on a Stream of Single Electrons
inside Curved Carbon Nanotube].
Devices and Methods of Measurements.
2018, vol. 9, no. 4, pp. 288–295 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-288-295

Model of Electromagnetic Emitter Based on a Stream of Single Electrons inside Curved Carbon Nanotube

Poklonski N.A., Vyrko S.A., Vlassov A.T., Siahlo A.I., Ratkevich S.V.

Belarusian State University,
Nezavisimosti Ave., 4, Minsk 220030, Belarus

Received 25.10.2018

Accepted for publication 30.11.2018

Abstract

The problems of elaboration and application of micro- and nanometer sized antennas for the generation and reception of electromagnetic radiation is still relevant in both fundamental and applied aspects. With decreasing antenna size, the frequency of electromagnetic radiation increases, and its power decreases. To increase the radiation power, the periodic (in space) electrodynamic structures are used. The aim of the work is to find the possibility of application of injection and (quasi)ballistic drift of single electrons inside curved carbon nanotubes for emission of electromagnetic waves in the microwave range and to determine the parameters of the radiating system that affect the radiation power.

By the calculation within the framework of classical electrodynamics it is shown the possibility in principle of generation of electromagnetic radiation of the gigahertz range by a stream of single electrons inside a hollow curved dielectric carbon nanotube.

It was found that the spectrum and power of this radiation can be controlled by varying the electron flux density, length and curvature of the hollow nanotube.

The results of the work can be applied for elaboration of a microminiature emitter of microwave electromagnetic radiation based on a curved carbon nanotube in the engineering of contactless probe microscopy.

Keywords: curved hollow carbon nanotube, stream of single electrons, electromagnetic emitter, electric dipole moment.

DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-288-295

Адрес для переписки:

Поклонский Н.А.
Белорусский государственный университет,
пр-т Независимости, 4, г. Минск 220030, Беларусь
e-mail: poklonski@bsu.by; poklonski@tut.by

Address for correspondence:

Poklonski N.A.
Belarusian State University,
Nezavisimosti Ave., 4, Minsk 220030, Belarus
e-mail: poklonski@bsu.by; poklonski@tut.by

Для цитирования:

Поклонский Н.А., Вырко С.А., Власов А.Т., Сягло А.И., Раткевич С.В.
Модель электромагнитного излучателя
на основе потока одиночных электронов
внутри изогнутой углеродной нанотрубки.
Приборы и методы измерений.
2018. – Т. 9, № 4. – С. 288–295.
DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-288-295

For citation:

Poklonski N.A., Vyrko S.A., Vlassov A.T., Siahlo A.I., Ratkevich S.V.
[Model of Electromagnetic Emitter
Based on a Stream of Single Electrons
inside Curved Carbon Nanotube].
Devices and Methods of Measurements.
2018, vol. 9, no. 4, pp. 288–295 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-288-295

Введение

Прямая (неизогнутая) одностенная углеродная нанотрубка – это полая цилиндрическая макромолекула с нанометровым диаметром и микронной длиной [1]. Уникальные механические [2] и электрические [3] свойства одностенных углеродных нанотрубок дают возможность изготавливать на их основе устройства электромеханики, наноэлектроники и радиооптики [4–7].

Расчет электромеханических и оптоэлектронных устройств из углеродных нанотрубок методами квантовой физики и химии (из первых принципов) все еще невозможен [8], поэтому создание физической модели, отражающей экспериментально достижимую ситуацию [6], является актуальной задачей.

Отметим, что с уменьшением размеров радиоантенны частота излучения увеличивается, а мощность излучения падает. Поэтому в антеннах с размерами активных элементов много меньше длины волны излучения для увеличения мощности применяются периодические (в пространстве) электродинамические структуры [9].

Цель работы – расчетным способом указать возможность применения изогнутой углеродной нанотрубки в изоляторном состоянии, внутри которой движутся одиночные электроны, для получения электромагнитного излучения в микроволновом диапазоне длин волн.

Здесь заметим, что электрон, движущийся по искривленной траектории, излучает при любом соотношении между скоростью, кривизной траектории и фазовой скоростью электромагнитных волн в окружающей электрон среде [10, 11].

Рассмотрим одностенную углеродную нанотрубку, пассивированную с двух сторон водородом (извне и внутри), так что проводимость углеродного каркаса трубки пренебрежимо мала. (Известна пассивация водородом графена (бесщелевого полупроводника), сопровождающаяся превращением графена в изолятор – графан [12].) В качестве электрических контактов (катода и анода) к углеродной нанотрубке могут использоваться «атомные» контакты [13]. В частности, в качестве катода с низкой величиной работы выхода электронов под действием света могут использоваться металлические наночастицы, активированные цезием и кислородом [14]. Для получения одиночных электронов внутри нанотрубки может быть реализована схема кулоновской дезинтеграции слабых электронных потоков [15].

Далее, для одиночных электронов, испущенных (фото)катодом, необходимо создать условия для движения их от катода к аноду по траектории, которая находится внутри углеродной нанотрубки. Например, внешним источником магнитного поля создать такую конфигурацию магнитных силовых линий, чтобы линии магнитной индукции совпадали с изогнутой нанотрубкой. Здесь можно воспользоваться аналогией со схемой создания конфигурации магнитного поля для получения магнитодрейфового (изгибного) электромагнитного излучения релятивистских электронов [16, 17]. Итак, полая углеродная диэлектрическая нанотрубка рассматривается далее как электронный «волновод».

Модель движения одиночных электронов внутри изогнутой углеродной нанотрубки

Рассмотрим полую углеродную нанотрубку, сжатую между двумя металлическими электродами, расстояние D между которыми меньше ее длины L в разогнутом состоянии (см. рисунок 1). Пусть T – время дрейфового пролета одного электрона от катода до анода. Из катода в нанотрубку через равные промежутки времени $\tau < T$ инжектируются одиночные электроны с постоянной по величине скоростью $v \ll c$, где $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ – скорость света в вакууме; $\epsilon_0 = 8,85$ пФ/м – электрическая постоянная, $\mu_0 = 1,26$ мкГн/м – магнитная постоянная. Рассмотрим возникающее излучение электронов в нанотрубке на расстояниях больших ее длины (в так называемой дальней зоне). Поскольку электроны движутся по изогнутой траектории, то появляется электрический дипольный момент системы (нанотрубка + электроны в ней) с ненулевой второй производной по времени t . Так как электрический дипольный момент углеродной нанотрубки с движущимся в ней одиночным электроном не равен нулю, то можно пренебречь квадрупольным и магнитно-дипольным излучениями, а ограничиться рассмотрением лишь дипольного излучения [10]. Согласно [11, 18], интенсивность дипольного электромагнитного излучения электрона в трубке:

$$dI(\mathbf{n}) = \frac{1}{4\pi} \frac{\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{4\pi c^2} \left[\left(\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{p} \right) \times \mathbf{n} \right]^2 d\Omega, \quad (1)$$

где $dI(\mathbf{n})$ – количество энергии, излучаемой движущимся внутри нанотрубки электроном за еди-

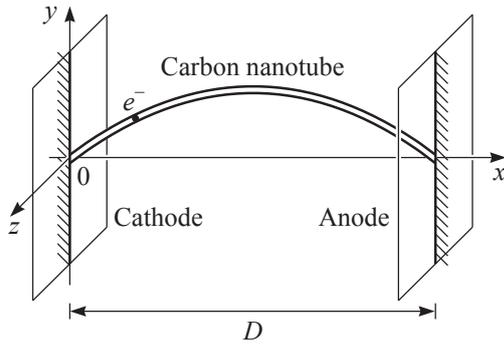


Рисунок 1 – Электрон (e^-) внутри полой углеродной нанотрубки длиной L , сжатой между катодом ($x = 0$) и анодом ($x = D$) и выгнутой в плоскости xy

Figure 1 – Electron (e^-) inside hollow carbon nanotube of length L , which is compressed between cathode ($x = 0$) and anode ($x = D$) and curved in the xy plane

ницу времени внутрь телесного угла $d\Omega$ в направлении единичного вектора \mathbf{n} , направленного от электрона к наблюдателю; $\mathbf{p}(t)$ – дипольный момент движущегося в трубке одиночного электрона в момент времени t (вектор \mathbf{p} направлен от электрона к аноду).

При таком выборе координатных осей x, y, z , как показано на рисунке 1, в любой момент времени трубка с электроном обладает дипольным моментом \mathbf{p} с компонентами p_x и p_y . Раскрывая квадрат векторного произведения в формуле (1), и интегрируя $dI(\mathbf{n})$ в сферической системе координат ($z = r \cos\theta$, $x = r \sin\theta \cos\varphi$, $y = r \sin\theta \sin\varphi$) по всем направлениям \mathbf{n} , получаем полную интенсивность электромагнитного излучения электрона, движущегося внутри нанотрубки:

$$I = \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{6\pi c^2} \left| \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{p} \right|^2 = \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{6\pi c^2} \left[\left(\frac{d^2 p_x}{dt^2} \right)^2 + \left(\frac{d^2 p_y}{dt^2} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Чтобы охарактеризовать спектр излучения электрона внутри полой нанотрубки, введем количество энергии dE_ω , излученной в виде электромагнитных волн с угловыми частотами $\omega = 2\pi f$ в интервале $d\omega/2\pi = df$, следуя [10, 11]:

$$dE_\omega = \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{3\pi c^2} \left| \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{p} \right|^2 \frac{d\omega}{2\pi} = \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{3\pi c^2} \left[\left(\frac{d^2 p_x}{dt^2} \right)^2 + \left(\frac{d^2 p_y}{dt^2} \right)^2 \right] \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (3)$$

где индекс ω при компонентах вектора $d^2\mathbf{p}/dt^2$, обозначает значения их фурье-образов в точке ω (в пространстве угловых частот):

$$\left(\frac{d^2 p_x}{dt^2} \right)_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{d^2 p_x}{dt^2} \right) \exp(i\omega t) dt,$$

$$\left(\frac{d^2 p_y}{dt^2} \right)_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{d^2 p_y}{dt^2} \right) \exp(i\omega t) dt. \quad (4)$$

Определим $(d^2 p_x/dt^2)_\omega$ для трубки. Дипольный момент одного электрона, находящегося внутри нанотрубки на расстоянии $x(t)$ от положительного электрода (анода), равен $p_x^{(1)} = ex(t)$ (его фурье-образ $p_x^{(1)}(\omega)$). Воспользуемся тем, что $(d^2 p_x^{(1)}/dt^2)_\omega = -\omega^2 p_x^{(1)}(\omega)$; $x_\omega = (dx/dt)_\omega/(-i\omega)$, тогда:

$$p_x^{(1)}(\omega) = e \int_0^T x(t) \exp(i\omega t) dt = e \int_0^T \frac{dx/dt}{-i\omega} \exp(i\omega t) dt = ex_\omega = \frac{ie}{\omega} \int_0^D \exp[i\omega h(x)/v] dx, \quad (5)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{19}$ Кл – элементарный заряд, T – время движения электрона внутри изогнутой трубки от катода к аноду, v – скорость электрона. В формуле (5) величина $h(x) = \int_0^x (1 + (y'(\xi))^2)^{1/2} d\xi = [(D^2 + a^2 \pi^2)^{1/2}/\pi] E[\pi x/D, a^2 \pi^2/(D^2 + a^2 \pi^2)]$ – зависимость длины пути, пройденного электроном в трубке от координаты x ; D – расстояние между электродами, $y(x) = a \sin(\pi x/D)$ – уравнение, определяющее форму сжатой нанотрубки (см., например, [19]), величина a такова, что полная длина кривой равна $L = (2D/\pi) E(-a^2 \pi^2/D^2)$; здесь $E(n, m)$ и $E(m)$ – неполный и полный эллиптические интегралы Лежандра второго рода [20, 21].

Представим дипольный момент цепочки следующих друг за другом через промежуток времени $\tau = T/N$ электронов внутри нанотрубки как сумму дипольных моментов от N отдельных электронов $p_{x\omega} = \sum_{k=1}^N p_x^{(1)}(\omega)(k, \tau)$. Если в момент времени t дипольный момент какого-то выделенного электрона есть $ex(t)$, то дипольный момент электрона, следующего за выделенным, равен $ex(t - \tau)$. Тогда для цепочки следующих друг за другом N электронов, одновременно движущихся внутри изогнутой нанотрубки, с учетом (5) получаем:

$$\begin{aligned}
 p_{x\omega} &= \sum_{k=1}^N e \int_{(k-1)\tau}^{T+(k-1)\tau} x[t-(k-1)\tau] \exp(i\omega t) dt = \\
 &= \sum_{k=1}^N e \int_0^T x(t) \exp(i\omega t) \exp[i\omega(k-1)\tau] dt = \\
 &= \sum_{k=1}^N \exp[i\omega(k-1)\tau] \frac{ie}{\omega} \int_0^D \exp\left(\frac{i\omega h(x)}{v}\right) dx. \quad (6)
 \end{aligned}$$

где $T = L/v$ – время пролета электрона внутри трубки между катодом и анодом.

Аналогично, для $p_{y\omega}$ получаем:

$$p_{y\omega} = \sum_{k=1}^N \exp[i\omega(k-1)\tau] \frac{ie}{\omega} \int_0^D \exp\left(\frac{i\omega h(x)}{v}\right) y'(x) dx. \quad (7)$$

Согласно формулам (6) и (7), фурье-образ дипольного момента движущихся внутри нанотрубки N электронов представляется как произведение функции $\sum_{k=1}^N \exp[i\omega(k-1)\tau]$ и фурье-образа дипольного момента одного электрона $p_{x\omega}^{(1)} = (ie/\omega) \int_0^D \exp[i\omega h(x)/v] dx$, и аналогично для $p_{y\omega}^{(1)}$. Этот способ нахождения дипольного момента электронов в трубке может быть обобщен на случай, когда промежуток времени $\tau = T/N$ не является постоянным, а изменяется известным образом от электрона к электрону [10, 22].

Из (3)–(7) для энергии, излученной N одновременно движущимися (дрейфующими) внутри изогнутой трубки электронами, находим

$$\begin{aligned}
 E(N) &= \frac{\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{3\pi c^2} \times \\
 &\times \int_0^\infty \omega^4 (|p_{x\omega}^{(1)}|^2 + |p_{y\omega}^{(1)}|^2) \frac{\sin^2(\omega\tau N/2)}{\sin^2(\omega\tau/2)} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

В формуле (8) устремим N формально к бесконечности (фактически для $N \gg 1$). В этом случае интенсивность излучения одного электрона, усредненная по времени в интервале $0 < t < T$, выражается как:

$$I = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{E(N)}{NT}. \quad (9)$$

Так как $\lim_{N \rightarrow \infty} [\sin(xN)/x] = \pi\delta(x)$, то функция $\sin(\omega\tau N/2)/\sin(\omega\tau/2)$ при $N \gg 1$ ведет себя в окрестности $\omega'_k = 2\pi k/\tau$ подобно дельта-функции

$\pi\delta(\omega - \omega'_k)$, где k – целое положительное число. Действительно, согласно [21], имеем:

$$\begin{aligned}
 \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \omega \rightarrow \omega'_k}} \frac{\sin(\omega\tau N/2)}{\sin(\omega\tau/2)} &= [\omega - \omega'_k = \epsilon] = \\
 &= \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \epsilon \rightarrow 0}} \pi \frac{\sin(\epsilon\tau N/2)}{\pi\epsilon\tau/2} = \pi\delta(\epsilon\tau/2) = \frac{2\pi}{\tau} \delta(\epsilon).
 \end{aligned}$$

Преобразуем квадрат дельта-функции следующим образом (см., например, [23]):

$$\begin{aligned}
 \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \omega \rightarrow \omega'_k}} \frac{\sin^2(\omega\tau N/2)}{\sin^2(\omega\tau/2)} &= [\omega - \omega'_k = \epsilon] = \\
 &= \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \epsilon \rightarrow 0}} \pi^2 \frac{\sin^2(\epsilon\tau N/2)}{(\pi\epsilon\tau/2)^2} = \\
 &= \pi\delta(\epsilon\tau/2) \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \epsilon \rightarrow 0}} \frac{\sin(\epsilon\tau N/2)}{\pi\epsilon\tau/2} = \\
 &= \pi\delta(\epsilon\tau/2) \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \epsilon \rightarrow 0}} \frac{1}{2} \int_{-N}^N \exp\left(i \frac{\epsilon\tau k}{2}\right) dk = \frac{2}{\tau} N\pi\delta(\epsilon). \quad (10)
 \end{aligned}$$

Подставляя выражение (8) в (9) и учитывая (10), получаем (в пределе $N \gg 1$):

$$I = \sum_{k=1}^N I_k = \frac{\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{3\pi c^2 \tau T} \sum_{k=1}^N \omega_k^4 (|p_{x\omega_k}^{(1)}|^2 + |p_{y\omega_k}^{(1)}|^2). \quad (11)$$

где $\omega_k = 2\pi k/\tau$; k – целое положительное число.

Результаты и обсуждение

Величина мощности электромагнитного излучения на данной частоте $f_k = \omega_k/2\pi = k/\tau$ зависит от числа N электронов, одновременно и порознь движущихся внутри трубки, длины трубки L , расстояния D между катодом и анодом, дрейфовой скорости электрона v , времени $T = L/v$ пролета одним электроном всей длины L и интервала времени $\tau = T/N$ следования электронов.

При заданных параметрах ($k = 1, 2, 3, \dots, N$; L , v , τ) мощность излучения I_k на данной частоте ω_k зависит от расстояния D между электродами (которое отвечает за «изогнутость» трубки). Результаты расчета по формуле (11) с учетом (6) и (7) интенсивности излучения N электронами, одновременно находящимися в нанотрубке и летящими друг за другом на расстоянии $v\tau = vT/N$, в за-

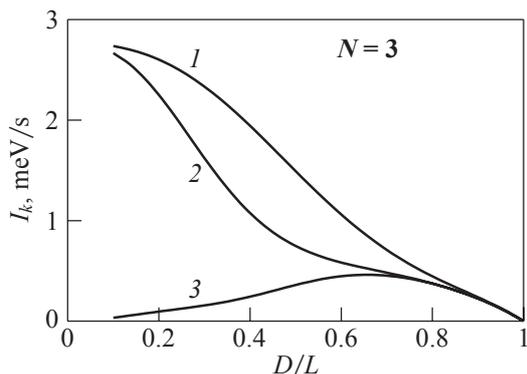


Рисунок 2 – Зависимость мощности k -й гармоники электромагнитного излучения от расстояния D между электродами при следующих параметрах системы: $L = 100$ мкм; $k = 1, 2, 3$ (кривые 1, 2, 3); $v = 3 \cdot 10^5$ м/с; $N = 3$; $\tau = T/3$

Figure 2 – Dependence of power of k -th harmonic of electromagnetic radiation on the distance D between electrodes for the following parameters of system: $L = 100$ μm ; $k = 1, 2, 3$ (curves 1, 2, 3); $v = 3 \cdot 10^5$ m/s; $N = 3$; $\tau = T/3$

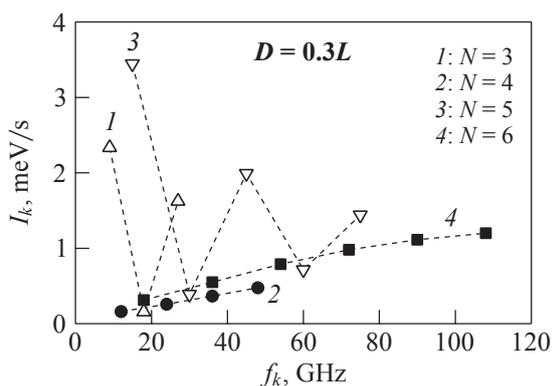


Рисунок 3 – Зависимость мощности k -й гармоники электромагнитного излучения от частоты $f_k = \omega_k/2\pi$ при параметрах системы: $L = 100$ мкм, $D = 0,3L$, $v = 3 \cdot 10^5$ м/с; $N = 3, 4, 5, 6$ (кривые 1, 2, 3, 4). Штриховые линии проведены для удобства восприятия

Figure 3 – Dependence of power of k -th harmonic of electromagnetic radiation on the frequency $f_k = \omega_k/2\pi$ for the parameters of system: $L = 100$ μm , $D = 0.3L$, $v = 3 \cdot 10^5$ m/s; $N = 3, 4, 5, 6$ (curves 1, 2, 3, 4). The dashed lines are guides to the eye

зависимости от расстояния D между катодом и анодом приведены на рисунке 2.

Результаты численного расчета зависимости мощности излучения I_k на k -й гармонике от номера гармоники k приведены на рисунке 3.

Энергия излучения рассмотренной системы имеет максимумы при некоторых частотах, значения которых определяются промежутком вре-

мени $\tau = T/N$ следования друг за другом N электронов внутри полой нанотрубки. Мощность излучения при постоянной длине трубки зависит от расстояния между катодом и анодом, сжимающими трубку. Таким образом, получаем настраиваемый по мощности I и частоте $f = \omega/2\pi$ источник электромагнитного излучения.

Из рисунков 2 и 3 видно, что и спектром, и мощностью «изгибного» электромагнитного излучения можно управлять, изменяя кривизну изогнутой полой нанотрубки, а также число электронов, движущихся в ней. Отметим, что, согласно принципу Гюйгенса, суммарное электромагнитное излучение с конечного участка углеродной нанотрубки есть результат интерференции электромагнитных волн, испущенных электроном в каждой точке своего пути вдоль нанотрубки от катода к аноду [22, 24, 25]. Поэтому для четного числа электронов N внутри нанотрубки излучаемая электромагнитная энергия меньше, чем для нечетного N .

Заключение

Расчетным способом в рамках классической электродинамики показана принципиальная возможность генерации электромагнитного излучения гигагерцового диапазона одиночными электронами, движущимися внутри изогнутой диэлектрической углеродной нанотрубки.

Представляется перспективным использование таких нанотрубок в качестве микроминиатюрных источников микроволнового электромагнитного излучения в бесконтактной зондовой микроскопии для измерения локальных электрических и магнитных параметров наноструктурированных (композитных) материалов (см., например, [26]).

Работа выполнена при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Конвергенция-2020» и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф18Р-253). Авторы признательны В.В. Митянку и А.И. Бенедиктовичу за обсуждения по тематике исследования.

The work was supported by the Belarusian National Research Program “Convergence-2020” and Belarusian Fund for Fundamental Research (grant No. F18R-253). The authors are grateful to V.V. Mitsianok and A.I. Benediktovich for discussions on the research topics.

Список использованных источников

1. Харламова, М.В. Электронные свойства одностенных углеродных нанотрубок и их производных / М.В. Харламова // УФН. – 2013. – Т. 183, № 11. – С. 1145–1174.

2. Treacy, M.M.J. Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes / M.M.J. Treacy, T.W. Ebbesen, J.M. Gibson // Nature. – 1996. – Vol. 381, № 6584. – P. 678–680.

DOI: 10.1038/381678a0

3. Laird, E.A. Quantum transport in carbon nanotubes / E.A. Laird [et al.] // Rev. Mod. Phys. – 2015. – Vol. 87, № 3. – P. 703–764. **DOI:** 10.1103/RevModPhys.87.703

4. Jensen, K. Nanotube radio / K. Jensen, J. Weldon, H. Garcia, A. Zettl // Nano Lett. – 2007. – Vol. 7, № 11. – P. 3508–3511. **DOI:** 10.1021/nl0721113

5. Kleshch, V.I. Electromechanical self-oscillations of carbon nanotube field emitter / V.I. Kleshch, A.N. Obraztsov, E.D. Obraztsova // Carbon. – 2010. – Vol. 48, № 13. – P. 3895–3900. **DOI:** 10.1016/j.carbon.2010.06.055

6. Nanoelectronics and information technology: Advanced electronic materials and novel devices / Ed. by R. Waser. – Weinheim : Wiley, 2012. – 1040 p.

7. Lee, S.W. Nanoelectromechanical devices with carbon nanotubes / S.W. Lee, E.E.B. Campbell // Curr. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 13, № 8. – P. 1844–1859.

DOI: 10.1016/j.cap.2013.02.023

8. Дьячков, П.Н. Электронные свойства и применение нанотрубок / П.Н. Дьячков. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015. – 491 с.

9. Братман, В.Л. Освоение терагерцевого диапазона: источники и приложения / В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов // УФН. – 2011. – Т. 181, № 8. – С. 867–874.

10. Батыгин, В.В. Сборник задач по электродинамике / В.В. Батыгин, И.Н. Топтыгин. – М. : НИЦ РХД, 2002. – 640 с.

11. Griffiths, D.J. Introduction to electrodynamics / D.J. Griffiths. – Cambridge : Cambridge University Press, 2017. – xviii+600 p.

12. Elias, D.C. Control of graphene's properties by reversible hydrogenation: evidence for graphane / D.C. Elias [et al.] // Science. – 2009. – Vol. 323, № 5914. – P. 610–613. **DOI:** 10.1126/science.1167130

13. Клавсюк, А.Л. Формирование и свойства металлических атомных контактов / А.Л. Клавсюк, А.М. Салецкий // УФН. – 2015. – Т. 185, № 10. – С. 1009–1030.

14. Нолле, Э.Л. Туннельный механизм фотоэффекта в активированных цезием и кислородом металлических наночастицах / Э.Л. Нолле // УФН. – 2007. – Т. 177, № 10. – С. 1133–1137.

15. Быков, В.П. Кулоновская дезынтеграция сла-

бых электронных потоков и фотоотсчеты / В.П. Быков, А.В. Герасимов, В.О. Турин // УФН. – 1995. – Т. 165, № 8. – С. 955–966.

16. Клепиков, Н.П. Излучение фотонов и электронно-позитронных пар в магнитном поле / Н.П. Клепиков // ЖЭТФ. – 1954. – Т. 26, № 1. – С. 19–34.

17. Тернов, И.М. Синхротронное излучение / И.М. Тернов // УФН. – 1995. – Т. 165, № 4. – С. 429–456.

18. Schwartz, M. Principles of electrodynamics / M. Schwartz. – New York : Dover, 1987. – viii+344 p.

19. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. В 5 т. Т. I. Механика / Д.В. Сивухин. – М. : Физматлит; Изд-во МФТИ, 2005. – 560 с.

20. Корн, Г. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) / Г. Корн, Т. Корн. – М. : Наука, 1977. – 832 с.

21. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. – М. : 1979. – 832 с.

22. Эпп, В.Я. К вопросу о когерентности синхротронного излучения / В.Я. Эпп, В.М. Седунов, В.Ф. Зальмеж // Изв. вузов. Физика. – 1988. – Т. 31, № 3. – С. 8–11.

23. Ситенко, А.Г. Теория рассеяния / А.Г. Ситенко. – Киев : Вища школа, 1975. – 256 с.

24. Болотовский, М. Низкочастотное излучение релятивистских частиц, движущихся по дуге окружности / Б.М. Болотовский, А.В. Серов // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 102, № 5(11). – С. 1506–1511.

25. Афанасьев, С.А. Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн / С.А. Афанасьев, Д.И. Семенов // УФН. – 2008. – Т. 178, № 4. – С. 377–384.

26. Reznik, A.N. Quantitative determination of sheet resistance of semiconducting films by microwave near-field probing / A.N. Reznik, E.V. Demidov // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 113, № 9. – P. 094501 (9 pp.).

DOI: 10.1063/1.4794003

References

1. Kharlamova M.V. Electronic properties of pristine and modified single-walled carbon nanotubes. *Phys. Usp.*, 2013, vol. 56, no. 11, pp. 1047–1073.

DOI: 10.3367/UFNe.0183.201311a.1145

2. Treacy M.M.J., Ebbesen T.W., Gibson J.M. Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes. *Nature*, 1996, vol. 381, no. 6584, pp. 678–680. **DOI:** 10.1038/381678a0

3. Laird E.A., Kuemmeth F., Steele G.A., Grove-Rasmussen K., Nygård J., Flensberg K., Kouwenhoven L.P. Quantum transport in carbon nanotubes. *Rev. Mod.*

Phys., 2015, vol. 87, no. 3, pp. 703–764.

DOI: 10.1103/RevModPhys.87.703

4. Jensen K., Weldon J., Garcia H., Zettl A. Nanotube radio. *Nano Lett.*, 2007, vol. 7, no. 11, pp. 3508–3511.

DOI: 10.1021/nl0721113

5. Kleshch V.I., Obratsov A.N., Obratsova E.D. Electromechanical self-oscillations of carbon nanotube field emitter. *Carbon.*, 2010, vol. 48, no. 13, pp. 3895–3900. **DOI:** 10.1016/j.carbon.2010.06.055

6. Nanoelectronics and Information Technology: Advanced Electronic Materials and Novel Devices, ed. R. Waser. Weinheim, Wiley, 2012, 1040 p.

7. Lee S.W., Campbell E.E.B. Nanoelectromechanical devices with carbon nanotubes. *Curr. Appl. Phys.*, 2013, vol. 13, no. 8, pp. 1844–1859.

DOI: 10.1016/j.cap.2013.02.023

8. Dyachkov P.N. [Electronic properties and application of nanotubes]. Moscow, BINOM. Laboratoriya znaniy, 2015, 491 p. (in Russian).

9. Bratman V.L., Litvak A.G., Suvorov E.V. Mastering the terahertz domain: sources and applications. *Phys. Usp.*, 2011, vol. 54, no. 8, pp. 837–844.

DOI: 10.3367/UFNe.0181.201108f.0867

10. Batygin V.V., Toptygin I.N. [Collection of problems in electrodynamics]. Moscow : NIC RHD, 2002, 640 p. (in Russian).

11. Griffiths D.J. Introduction to Electrodynamics. Cambridge, Cambridge University Press, 2017, xviii+600 p.

12. Elias D.C., Nair R.R., Mohiuddin T.M.G., Morozov S.V., Blake P., Halsall M.P., Ferrari A.C., Boukhvalov D.W., Katsnelson M.I., Geim A.K., Novoselov K.S. Control of graphene's properties by reversible hydrogenation: evidence for graphane. *Science*, 2009, vol. 323, no. 5914, pp. 610–613. **DOI:** 10.1126/science.1167130

13. Klavysyuk A.L., Saletsky A.M. Formation and properties of metallic atomic contacts. *Phys. Usp.*, 2015, vol. 58, no. 10, pp. 933–951.

DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510a.1009

14. Nolle E.L. Tunneling photoeffect mechanism in metallic nanoparticles activated by cesium and oxygen. *Phys. Usp.*, 2007, vol. 50, no. 10, pp. 1079–1082.

DOI: 10.1070/PU2007v050n10ABEH006368

15. Bykov V.P., Gerasimov A.V., Turin V.O. Coulomb disintegration of weak electron fluxes and the photocounts. *Phys. Usp.*, 1995, vol. 38, no. 8, pp. 911–921.

DOI: 10.1070/PU1995v038n08ABEH000101

16. Klepikov N.P. [Radiation of photons and electron-positron pairs in a magnetic field]. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* [Journal of Experimental and Theoretical Physics], 1954, vol. 26, no. 1, pp. 19–34 (in Russian).

17. Ternov I.M. Synchrotron radiation. *Phys. Usp.*, 1995, vol. 38, no. 4, pp. 409–434.

DOI: 10.1070/PU1995v038n04ABEH000082

18. Schwartz M. Principles of Electrodynamics. New York, Dover, 1987, viii+344 p.

19. Sivukhin D.V. [General course of physics]. In 5 vols. Vol. I. [Mechanics]. Moscow, Fizmatlit; MIPT Publ., 2005, 560 p.

20. Korn G.A., Korn T.M. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review. New York, Dover, 2000, xx+1130 p.

21. Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, ed. M. Abramowitz, I.A. Stegun. New York, Dover, 1970, xiv+1046 p.

22. Épp V.Ya., Sedunov V.M., Zal'mezh V.F. Coherence of synchrotron radiation. *Sov. Phys. J.*, 1988, vol. 31, no. 3, pp. 180–182. **DOI:** 10.1007/BF00898217

23. Sitenko A.G. [The theory of scattering]. Kiev, Vishcha shkola, 1975, 256 p. (in Russian).

24. Bolotovskii B.M., Serov A.V. Low-frequency radiation of relativistic particles moving along the arc of a circle // *Sov. Phys. JETP*, 1992, vol. 75, no. 5, pp. 815–817. Available at: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/e/75/5/p815?a=list> (accessed 15.10.2018).

25. Afanas'ev S.A., Sementsov D.I. Energy fluxes during the interference of electromagnetic waves. *Phys. Usp.*, 2008, vol. 51, no. 4, pp. 355–361.

DOI: 10.1070/PU2008v051n04ABEH006502

26. Reznik A.N., Demidov E.V. Quantitative determination of sheet resistance of semiconducting films by microwave near-field probing. *J. Appl. Phys.*, 2013, vol. 113, no. 9, pp. 094501 (9 pp.). **DOI:** 10.1063/1.4794003