

Метод генерации электромагнитного излучения на основе нанотрубок при наличии постоянного электрического поля и поля электромагнитной волны

© Н.Р. Садыков[†], Н.А. Скоркин*

Южно-Уральский государственный университет,
456776 Снежинск, Россия

* Снежинский физико-технический институт — филиал Научно-исследовательского ядерного университета „МИФИ“,
456770 Снежинск, Россия

(Получена 11 мая 2011 г. Принята к печати 2 июня 2011 г.)

Исследуется возможность генерации излучения в миллиметровом диапазоне на основе нанотрубок переменным (быстро осциллирующим) электрическим полем при наличии постоянного (или нестационарного) электрического поля. В основе усиления излучения лежит периодическая зависимость тока в нанотрубках в таких электрических полях. Приведены результаты математического моделирования.

В последние годы проводятся интенсивные исследования, связанные с наноструктурами, среди которых следует назвать такие, как фуллерены [1–3], нанотрубки [4,5], хиральные наноструктуры на основе молекул ДНК [6]. Хиральной симметрией обладают также хиральные углеродные нанотрубки [5]. Нанотрубки представляют собой цилиндрические молекулы с нанометровым диаметром и микрометровой длиной [7–9]. Такое сочетание масштабов длины и диаметра приводит к уникальным свойствам нанотрубок, одним из которых является возможность генерации сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения [10,11]. Нанотрубки демонстрируют целый спектр самых неожиданных электрических, магнитных, оптических свойств. Например, в зависимости от конкретной схемы сворачивания графитовой плоскости нанотрубки могут быть проводниками, полуметаллами и полупроводниками [4]. Им также свойственна сверхпроводимость (квантовая проводимость). Исследованию проводимости нанотрубок посвящено большое количество работ, поскольку установление транспортных характеристик, определяющих особенности переноса заряда, позволяет рассчитать рабочие параметры нанoeлектронных устройств, изготовленных на основе нанотрубок. Большое число работ посвящено исследованию транспортных свойств углеродных нанотрубок (УНТ), подвергающихся воздействию либо постоянного электрического поля, либо только электромагнитного поля волны. В работе [12] исследуется влияние переменного электрического поля на проводимость системы однослойных нанотрубок полупроводникового типа, находящейся в постоянном электрическом поле. В работе получена зависимость плотности тока в системе от характеристик приложенных полей и выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

В данной работе, исходя из полученных в [12] результатов по плотности тока, показана возможность генерации миллиметрового излучения и оценена величина этого излучения в зависимости от характеристик приложенного постоянного поля и поля электромагнитной

волны. В дальнейшем предлагается вместо постоянного (стационарного) поля использовать нестационарное поле, параметры которого будут приведены далее.

В случае хиральных наночастиц даже сравнительно небольшого диаметра число атомов в трансляционной ячейке может быть очень большим в отличие от нехиральных нанотрубок (n, n) типа „кресло“ и $(n, 0)$ типа „зигзаг“ с небольшим числом атомов в расчете на трансляционную ячейку [4]. Поэтому во многих неэмпирических расчетах зонной структуры или исследовании физических процессов, происходящих в нанотрубках, часто используют системы типа „кресло“ или „зигзаг“. Воспользуемся в данной работе нанотрубками такого типа. Для УНТ типа „зигзаг“ закон дисперсии носителей тока имеет вид [4]

$$\varepsilon_{v,s} = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}, \quad (1)$$

где $s = 1, 2, \dots, m$, γ_0 — интеграл перескока, $a = 3b/(2\hbar)$, $b = 0.142 \text{ nm}$ — расстояние между соседними атомами углерода в графене. Нанотрубка (1) имеет тип $(m, 0)$, где m не кратно 3. Плотность тока вдоль оси Oz можно найти по формуле

$$j_z = \frac{2eNL}{(2\pi\hbar)^2} \int v_z(p_z, s) f(p_z, s) d^2p, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, N — число нанотрубок на единицу площади подложки, $L = 2\pi R$ — длина окружности нанотрубки, $R = \sqrt{3}bm/(2\pi)$, $f(p_z, s)$ — функция распределения носителей заряда, которая определяется из кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации и пренебрежения эффектами, связанными с неоднородностью поля [12]. В результате выражение для постоянной составляющей плотности тока запишется как

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{aeE_0l}{\omega} \right) \sin \varphi_n \cos \varphi_n, \quad (3)$$

[†] E-mail: sadykov@rambler.ru

где в формуле (3) введены обозначения

$$v_z(x, s) = \sum_l a_{ls} \sin(lx), \quad a_{ls} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(x, s) dx,$$

$$B(s, l, T) = \int_{-p_0}^{p_0} \cos(lap_z) \times \left[1 + \exp\left(\frac{\gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}}{kT}\right) \right]^{-1} dp_z,$$

$$\sin \varphi_n = \frac{v}{\sqrt{v^2 + (laeE_1 + n\omega)^2}},$$

$$\cos \varphi_n = \frac{laeE_1 + n\omega}{\sqrt{v^2 + (laeE_1 + n\omega)^2}}. \quad (4)$$

Из проведенного в [12] численного анализа соотношения (3) следует периодическая зависимость постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля при наличии переменного поля с постоянной амплитудой, и наоборот: зависимость постоянной составляющей тока от амплитуды напряженности переменного электрического поля при наличии постоянного поля. Покажем, что, исходя из такой закономерности, можно реализовать процесс генерации СВЧ излучения миллиметрового диапазона.

Сначала рассмотрим периодическую зависимость постоянной составляющей плотности тока от амплитуды напряженности переменного электрического поля при наличии постоянного поля. Действительно, на рис. 1 приведена зависимость постоянной составляющей плотности тока j от амплитуды переменного электрического поля

$$x_0 = aeE_0/v$$

(штриховая линия, которая является оцифровкой, полученной в [12], кривой на рис. 4 (кривая a)). Величина E_0 — амплитуда переменного электрического поля. Для величины постоянного электрического поля E_1 имеет место соотношение $aeE_1/v = 4$. Частота усиливаемого излучения равна $\omega = 5v$. Сплошная кривая на рис. 1 — аналитическая аппроксимация постоянной составляющей плотности тока от величины x_0 формулой

$$j_{an} = j_0 + j_1 \exp\left(-\frac{x_0}{A}\right) \cos\left(\frac{2\pi x_0}{B} + \varphi_0\right), \quad (5)$$

где $A = 8.56$, $B = 18.6$, $\varphi_0 = 0.89$, $j_0 = -8.93 \cdot 10^3 \text{ A/m}^2$, $j_1 = 1.82 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$. Из рис. 1 видно, что плотность тока при изменении амплитуды напряженности переменного электрического поля E_0 в интервале $0 \leq x_0 \leq 80$ меняется почти по периодическому закону (5 периодов). Это означает, что если в рассматриваемой среде на основе упаковки из УНТ распространяется переменное электрическое поле волны E_0 с наклонным передним фронтом в фиксированной точке z и распространяется

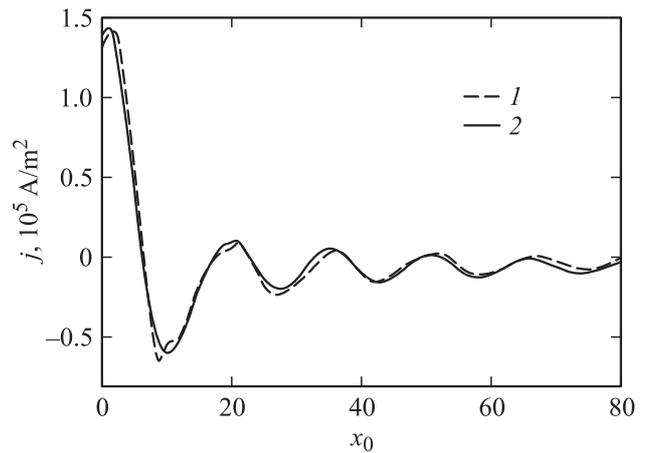


Рис. 1. Зависимость постоянной составляющей плотности тока j от x_0 (кривая 1). $aeE_1/v = 4$; $x_0 = aeE_0/v$; 2 — аналитическая аппроксимация (5).

нестационарное электрическое поле E_1 , то плотность тока будет меняться по гармоническому закону. Такая зависимость должна привести к генерации излучения.

Пусть кривая на рис. 1 является функцией $j = f(x_0)$, где $a = 3b/(2\hbar)$. Пусть ширина переднего фронта амплитуды переменного поля (волны) равняется ΔT . Тогда частота генерируемого излучения должна удовлетворять условию $\Omega\Delta T = 10\pi$. Переменное электрическое поле E_0 за время ΔT сместится на расстояние $\Delta z = c\Delta T$. Поэтому постоянная составляющая плотности тока при распространении переменного электрического поля будет модулирована как $j(t, z) = f_0(x_{\max}\bar{t}/\Delta T)$, где $\bar{t} = t - z/c$, $0 \leq \bar{t} \leq \Delta T$, $x_{\max} = 80$. При $\bar{t} < 0$ и $\bar{t} > \Delta T$ имеет место соотношение $j(t, z) = 0$.

Следуя работе [13], положим $\Delta T = 3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $v = 1/\tau$, $\tau = 3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ [14], $\bar{t} = t - z/c$. Тогда из формулы (5) следует, что $j_{an} = j_0 + j_1 \exp(-\bar{t}/T_2) \cos(\Omega\bar{t} + \varphi_0)$, где $T_2 = A\Delta T/x_{\max} \approx 0.32 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $\Omega = 2\pi x_{\max}/(B\Delta T) \approx 9 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Величины j_0 и j_1 приведены после формулы (5).

Численно решалось волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E}{c^2 \partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial j(\bar{t})}{\partial t}. \quad (6)$$

Из уравнения (6) можно получить приближенное аналитическое решение. Пусть $\bar{t} = t - z/c$, $\bar{z} = z$. Предполагая, что $|E| \ll |P/\epsilon_0|$, получим

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \bar{t} \partial \bar{z}} = -\frac{\mu_0 c}{2} \frac{\partial j}{\partial \bar{t}}, \quad (7)$$

где при выводе (7) учтено, что $|\partial E/\partial \bar{z}| \ll |\partial E/c \partial \bar{t}|$. Из (7) получаем

$$\frac{\partial E}{\partial \bar{z}} = -\frac{\mu_0 c}{2} [j(\bar{t}) - j(0)], \quad (8)$$

или с учетом граничного условия $E(\bar{z} = 0, \bar{t}) = 0$

$$E(t, z) = -\frac{\mu_0 c z}{2} [j(t - z/c) - j(0)]$$

$$= -\frac{\mu_0 c}{2} \bar{z} - \frac{j_1 \bar{z}}{2c\epsilon_0} \exp\left(-\frac{\bar{t}}{T_2}\right) \cos(\Omega \bar{t} + \varphi_0). \tag{9}$$

На рис. 2 и 3 приведены результаты численного решения уравнения (6) для $E(t, z)$ от z соответственно в момент времени $3 \cdot 10^{-11}$ с и $3 \cdot 10^{-10}$ с при граничных условиях $E(z = 0, t) = 0, \partial E(z = L, t)/\partial z = 0$. На рис. 2 штриховая кривая 1 соответствует аналитическому решению (9), сплошная — численному (2). Усматривается хорошее согласование сравниваемых величин. Видно, что поле $E(t, z)$ складывается из медленно меняющейся (по линейному закону) составляющей \tilde{E}_1 и поля усиливаемого СВЧ излучения $\tilde{E}_0(t, z)$. На рис. 4 приведена зависимость поля усиливаемого СВЧ излучения $\tilde{E}_0(t, z)$ от z в момент времени $3 \cdot 10^{-10}$ с. Максимальное значение постоянной составляющей поля порядка $\tilde{E}_1 \approx 2.3 \cdot 10^6$ В/м. Амплитуда переменного электриче-

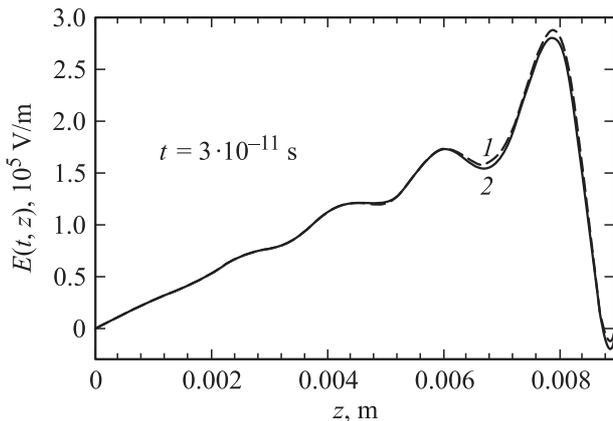


Рис. 2. Распределение напряженности поля излучения $\tilde{E}_0(t, z)$ по координате z в момент времени $3 \cdot 10^{-11}$ с. 1 — решение (9), 2 — численное решение (2).

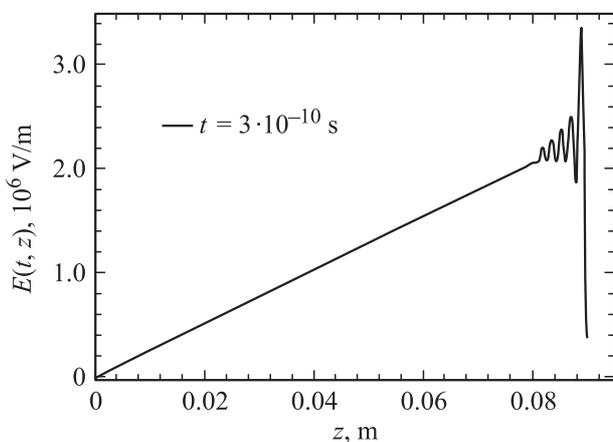


Рис. 3. Распределение напряженности поля излучения $\tilde{E}_0(t, z)$ по координате z в момент времени $3 \cdot 10^{-10}$ с. $E = \tilde{E}_1 + \tilde{E}_0$.

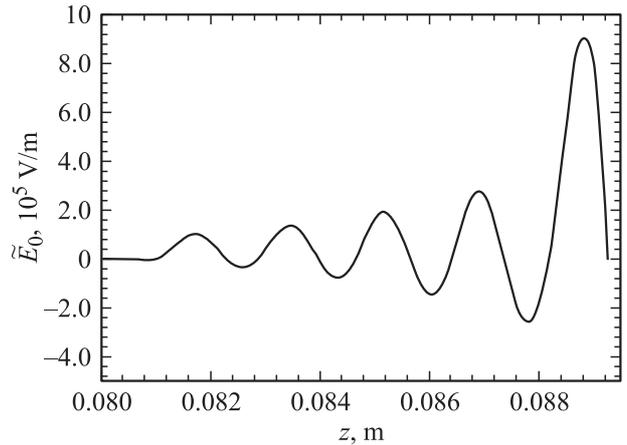


Рис. 4. Распределение напряженности поля излучения $\tilde{E}_0(t, z)$ по координате z . $E = \tilde{E}_1 + \tilde{E}_0$.

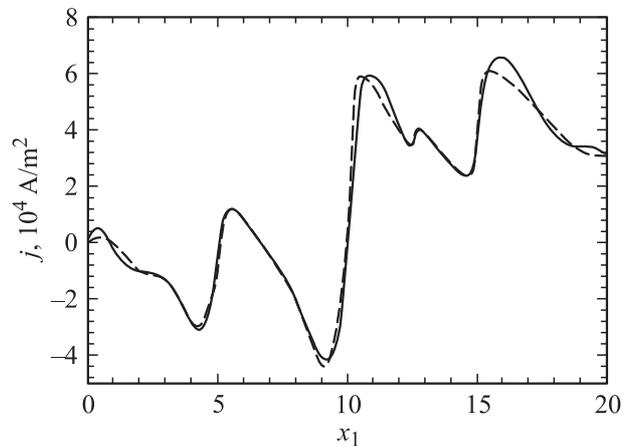


Рис. 5. Зависимость постоянной составляющей плотности тока j от x_1 . $aeE_0/v = 15, x_1 = aeE_1/v$.

ского поля (поля излучения) при $z \approx 0.09$ м порядка $\approx 0.9 \cdot 10^6$ В/м. Длина волны излучения составляет $\lambda = 2\pi c/\Omega \approx 1.8$ мм.

Из условия $aeE_1/v = 4$ получим значение для величины нестационарного электрического поля $E_1 = 2.4 \cdot 10^7$ В/м. Такие значения нестационарного поля могут быть получены в газовой среде [13]. В соответствии с рис. 1 для амплитуды напряженности переменного электрического поля E_0 имеет место неравенство $0 \leq x_0 \leq 80$, что эквивалентно условию $0 \leq E_0 \leq 4.8 \cdot 10^8$ В/м. Частота колебаний переменного электрического поля E_0 порядка $\omega = 5\nu = 5/\tau \approx 1.7 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, где $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$ с. Такое значение частоты соответствует терагерцовому излучению [14].

Теперь рассмотрим периодическую зависимость постоянной составляющей плотности тока j от величины напряженности постоянного электрического поля E_1 при наличии переменного поля с постоянной амплитудой E_0 .

На рис. 5 приведена зависимость j от $x_1 = aeE_1/v$ при изменении напряженности постоянного электрического

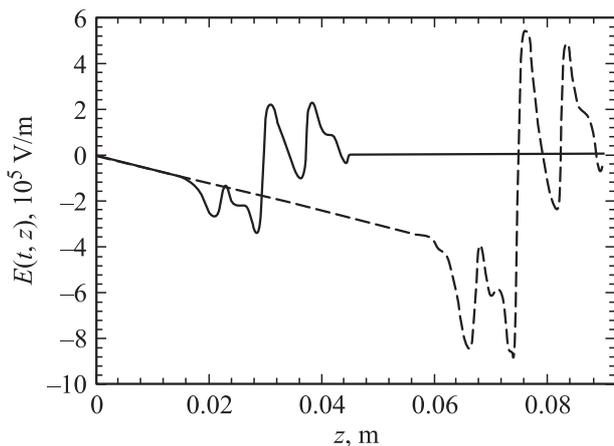


Рис. 6. Распределение напряженности поля излучения $E(t, z)$ для момента времени $1,5 \cdot 10^{-10}$ с (сплошная кривая) и для момента времени $3 \cdot 10^{-10}$ с (штриховая кривая).

поля E_1 в интервале $0 \leq x_1 \leq 20$. Штриховая линия — результат оцифровки кривой с рис. 2 из работы [12], сплошная линия — результат сглаживания полиномами 5 степени. Для величины амплитуды переменного электрического поля E_0 имеет место соотношение $aeE_0/\nu = 15$. Частота усиливаемого излучения равна $\omega = 5\nu$.

В этом случае плотность тока совершает периодические колебания (4 периода) приблизительно с амплитудой масштаба $\sim 1 \text{ А/см}^2$. Это означает, что если в рассматриваемой среде на основе упаковки из УНТ распространяется постоянное (нестационарное) электрическое поле E_1 с наклонным передним фронтом в фиксированной точке z и распространяется нестационарное электрическое поле с постоянной амплитудой E_0 , то плотность тока будет меняться по периодическому закону. Такая зависимость должна привести к генерации излучения.

Пусть теперь ширина переднего фронта амплитуды переменного поля (волны) равняется $\Delta\tilde{T}$. Тогда частота генерируемого излучения должна удовлетворять условию $\Omega\Delta\tilde{T} = 8\pi$. За время $\Delta\tilde{T}$ амплитуда переменного поля сместится на расстояние $\Delta\tilde{z} = c\Delta\tilde{T}$. Поэтому постоянная составляющая плотности тока при распространении переменного электрического поля будет промодулирована как $j(t, z) = f_1(\tilde{x}_{\max}\tilde{t}/\Delta\tilde{T})$, где $\tilde{x}_{\max} = 20$, $\tilde{t} = t - z/c$, $0 \leq \tilde{t} \leq \Delta\tilde{T}$. При $\tilde{t} < 0$ и $\tilde{t} > \Delta\tilde{T}$ имеет место равенство $j(t, z) = 0$. Положим $\Delta\tilde{T} = 10^{-10}$ с. В результате получим оцифрованную функцию тока от переменной $\tilde{t} = t - z/c$. Частота колебаний генерируемого излучения будет $\Omega = 8\pi/\Delta\tilde{T} \approx 2,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Для амплитуды переменного электрического поля E_0 имеет место равенство $aeE_0/\nu = 15$.

На рис. 6 приведены результаты численного решения уравнения (6) для $E(t, z)$ для момента времени $1,5 \cdot 10^{-10}$ с (сплошная кривая) и для момента времени $3 \cdot 10^{-10}$ с (штриховая кривая) при граничных условиях $E(z = 0, t) = 0$, $\partial E(z = L, t)/\partial z = 0$. Видно, что наблю-

дается периодическая зависимость поля излучения, причем амплитуда поля излучения со временем увеличивается.

Терагерцовое излучение лежит в диапазоне от нескольких сотен ГГц до нескольких десятков ТГц (в диапазоне длин волн от нескольких десятков микрометров до нескольких миллиметров). Существуют различные механизмы генерации терагерцового излучения. Например, терагерцовые источники на основе фемтосекундных лазеров имеют мощность от нано- до микроватт (напряженности электромагнитного поля от нескольких единиц до нескольких десятков кВ/см). В последнее время разработан новый метод генерации ТГц-излучения, основанный на оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в стехиометрических кристаллах $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с поперечной групповой задержкой [15] — предварительно сформированным наклонным фронтом интенсивности. Были получены ТГц-импульсы с энергией 10 мкДж и пиковой мощностью 5 МВт [16]. В ИОФ РАН создан на основе принципа, изложенного в работе [15], лазерный источник высокоинтенсивных ТГц-импульсов с рекордной для России мощностью более 1 МВт и напряженностью поля более 1 МВ/см (ТЕРАФЕМ).

Таким образом, рассматриваемый в данной работе диапазон ТГц-излучения реализуется на практике. Кроме того, величину ТГц-излучения можно уменьшить, если для генерации миллиметрового излучения менять нестационарное электрическое поле E_1 , а величину терагерцового излучения взять постоянной: $E_0 \approx 10^8 \text{ В/м}$ (см. [12], рис. 2). Можно рассмотреть задачу за счет увеличения частоты излучения в диапазоне $\omega \approx 30\nu \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$, что уже соответствует инфракрасному диапазону, и попробовать генерировать миллиметровое излучение. В этом случае (в соответствии с работой [12], рис. 5) в рассматриваемой задаче амплитуда постоянной составляющей плотности тока будет порядка 1 А/см^2 . Все это позволяет надеяться на возможность генерации излучения в несколько миллиметров. Такое излучение генерируют в Институте электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург.

Результаты данной работы позволяют рассмотреть случай, когда нанотрубки изолированы (равномерно распределены по объему с объемной долей c_0), а ток в нанотрубках тем не менее при наличии нестационарного электрического поля E_1 будет существовать в интервале времени, в котором происходит усиление поля излучения E . Сами отдельные нанотрубки представляют совокупность диполей, т.е. представляют совокупность отдельных „конденсаторов“. При этом будем предполагать, что длина наночастиц не менее одного микрометра. В этом случае квантовым сопротивлением можно пренебречь. Электронная емкость является термодинамической величиной, которая содержит информацию об ее основном состоянии. Величина емкости включает классический электростатический компонент, отвечающий за отталкивание электронов, а также квантовый

кинетический вклад, который определяется плотностью электронных и дырочных состояний. В работе [17] емкость одностеночных нанотрубок была измерена экспериментально, и оказалось, что классическая и квантовая составляющие емкости близки по величине. Поэтому пренебрежем в дальнейшем квантовой электрической емкостью ([4], с. 90). При этом небольшая концентрация наночастиц позволяет пренебречь коэффициентами электростатической индукции. Покажем, что электрическая емкость нанотрубок такая, что за время протекания процесса усиления излучения $\Delta T = 3 \cdot 10^{-11}$ с заряд „конденсаторов“ практически не меняется. Это означает, что нанотрубки могут быть равномерно распределены по объему, т.е. не обязательно их прикреплять к двум подложкам [12,18]. Проведем соответствующие оценки.

Для определения электрической емкости в случае удлинённых наночастиц можно воспользоваться приближенной формулой для поляризации [11]

$$P_0(t) = \int_{-L/2}^{L/2} x \tilde{\tau}(x) dx \approx E_0 V \frac{1}{4\pi n_x} = \frac{\varepsilon_0 E_0 V}{n_x},$$

$$\frac{1}{n_x} = \frac{A(X)}{2X} \frac{\bar{l}^2}{R^2}, \quad (10)$$

где n_x — коэффициент деполяризации ([19], с. 43), $X = -1 + \ln(\bar{l}/R)$, R — радиус цилиндра, $A(x)$ — безразмерная величина [11,19,20]

$$A = \int_0^1 \xi^2 \left[1 + \left(\frac{1}{2X} \right) \ln(1 - \xi^2) \right]^{-1} d\xi. \quad (11)$$

Записав потенциальную энергию частицы как $\tilde{W} = E_0 P_0 / 2 = C_1 (lE_0)^2 / 2$ с учетом (10), получим приближенное выражение для электрической емкости наночастицы ([4] с. 428)

$$C = \pi \varepsilon \bar{l} \frac{A(X)}{2X}, \quad (12)$$

где ε_0 — электрическая постоянная, \bar{l} — длина цилиндра.

Пусть $\bar{l}/R = 750$. Тогда $X \approx 5.5$, $A(X) \approx 1/3$. При $\bar{l} = 10$ мкм получим, что электрическая емкость одной наночастицы $C \approx 8 \cdot 10^{-18}$ Кл/В. Тогда заряд на „обкладках“ наноконденсатора будет порядка $Q_1 \approx \approx CE_1 \bar{l} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ Кл. В соответствии с [12] ток J через одну наночастицу составляет $J = j_0/N$, где $j_0 = 18$ А/см², $N = 10^7$ см⁻² — поверхностная плотность наночастиц на подложке. В данной работе процесс усиления излучения происходит в масштабе времени $\Delta T = 3 \cdot 10^{-11}$ с (ширина переднего фронта переменного электрического поля E_0). За это время по наночастице перетечет заряд $Q_2 = J \Delta T \approx 5.4 \cdot 10^{-17}$ Кл, т.е. $Q_1 \gg Q_2$. Видно, что за время процесса усиления

излучения $\Delta T = 3 \cdot 10^{-11}$ с заряд „конденсаторов“ практически не меняется.

Авторы благодарят М.Б. Белоненко и О.В. Кибиса за предоставленный список статей по нанотрубкам.

Работа выполнена по проекту РФФИ № 10-02-96012.

Список литературы

- [1] А.В. Елецкий. УФН, **177** (3), 233 (2007); А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов. УФН, **179** (3), 225 (2009).
- [2] G.J. Miller, J.G. Verkade. J. Mathematical Chemistry, **33** (1), 55 (2003).
- [3] N. Mizorogi, M. Kiuchi, K. Tanaka, R. Sekine, J. Aihara. Chem. Phys., **378**, 598 (2003).
- [4] П.Н. Дьячков. *Электронные свойства и применение нанотрубок* (М., БИНОМ. Лаборатория знаний, 2011).
- [5] O.V. Kibis, D.G.W. Parfitt, M.E. Portnoi. Phys. Rev. B, **71** (3), 035 411 (2005).
- [6] Liang-bao Yang, Guang-yu Chen, Jin Wang, Ting-ting Wang, Min-giang Li, Jin-huai Liu. J. Mater. Chem., **19** (37), 6849 (2009).
- [7] R. Satio, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus. *Physical Properties of Carbon Nanotubes* (London, Imperial College Press, 1998).
- [8] A. Enyashin, S. Gemming, G. Seifert. Eur. Phys. J. Special Topics, **149**, 103 (2007).
- [9] A.N. Enyashin, G. Seifert. Phys. Status Solidi B, **242** (7), 1361 (2005).
- [10] О.В. Кибис, М.Е. Портной. Письма ЖТФ, **31** (15), 85 (2005).
- [11] Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин. Письма ЖТФ, **36** (17), 69 (2010).
- [12] М.Б. Белоненко, С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещеряков. ФТП, **44** (9), 1248 (2010).
- [13] Г.А. Месяц, М.И. Яландин. УФН, **175** (3), 225 (2005); Г.А. Месяц. УФН, **176** (11), 1070 (2006).
- [14] С.В. Гарнов, И.А. Щербаков. УФН, **181** (1), 97 (2011).
- [15] J. Hebling et al. Opt. Express, **10**, 1161 (2002).
- [16] K.-L. Yen et al. Appl. Phys. Lett., **90**, 171 121 (2007).
- [17] S. Pani, L.A. Donev, M. Kindermann et al. Nature Phys., **687**, 2 (2006).
- [18] М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев. ФТТ, **50** (2), 367 (2008).
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982) т. 8.
- [20] Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин. Письма ЖТФ, **35** (21), 42 (2009).

Редактор Т.А. Полянская

Method of generation of electromagnetic radiation on basis of nanotubes in the presence of constant electric field and a field of electromagnetic wave

*N.R. Sadykov, N.A. Scorkin**

Ural State University,
456776 Snezhinsk, Chelyabin Area, Russia * Snezhinsk
Institute of Physics and Technology — Division of
National Research Nuclear University „MEPHI“,
456770 Snezhinsk, Russia

Abstract The possibility of generation of radiation in a millimeter range on basis of nanotubes by alternating (rapidly oscillating) electric field in the presence of constant (or nonstationary) electric field was investigated. The periodic dependence of current in nanotubes in such electric fields underlies radiation amplification. Results of mathematical simulation are presented.