Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Р. Садыков, Е. А. Ахлюстина, Д. А. Пешков, Аналог излучения Вавилова–Черенкова в среде на основе массива невзаимодействующих нанотрубок, *ТМФ*, 2015, том 184, номер 2, 307–314

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8831>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.198.64.247

26 апреля 2023 г., 17:16:23

© 2015 г. Н. Р. Садыков*, Е. А. Ахлюстина*, Д. А. Пешков*

АНАЛОГ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА В СРЕДЕ НА ОСНОВЕ МАССИВА НЕВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НАНОТРУБОК

Рассмотрен механизм генерации излучения, источником которого являются модулированные относительно переменной $z - vt$ поверхностные токи в массиве невзаимодействующих нанотрубок. Скорость v должна быть равна или больше скорости света в среде. Качественно процесс аналогичен излучению Вавилова–Черенкова. Показано, что с помощью такого метода можно генерировать интенсивные СВЧ- и терагерцовые излучения.

Ключевые слова: излучение Вавилова–Черенкова, массив нанотрубок, наноленты, коэффициент прохождения.

DOI: 10.4213/tmf8831

Существует большое число процессов, связанных с излучением, поглощением и усилением электромагнитных волн при сверхсветовом движении зарядов и различных систем (диполей, атомов и т. д.). При движении излучателя в среде или вблизи среды со скоростями, превосходящими фазовую скорость света в этой среде, возникают качественно новые явления: эффект Вавилова–Черенкова для заряда, черенковское излучение дипольных и магнитных моментов в безграничной среде и в щелях или каналах, черенковское поглощение [1]–[6]. В работе [7] в качестве трехмерной структуры с малым периодом предлагалось использовать массив параллельных металлических проволочек, при этом заряды движутся перпендикулярно проволочкам. В качестве источника продольного поверхностного тока, для которого возможно черенковское излучение, в статье [8] рассматривался пучок углеродных нанотрубок. В этом случае скорость Ферми носителей заряда на два-три порядка меньше скорости света в вакууме. Условие синхронизма требует замедлить на такую же величину электромагнитную волну, что намного больше, чем полученная для углеродных нанотрубок теоретическая оценка [9] (коэффициент замедления примерно равен 50).

В общем случае источником излучения Вавилова–Черенкова может стать любая система зарядов или токов, способная создать электрическое и магнитное поле.

*Национальный исследовательский ядерный институт «МИФИ», Снежинск, Челябинская обл., Россия. E-mail: n.r.sadykov@rambler.ru

Рис. 1. Фрагмент упрощенной схемы предполагаемого эксперимента в среде на основе совокупности массивов удлиненных нанотрубок.

Необходимо только, чтобы такая система двигалась в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в некотором интервале частот. Тогда в этом же интервале частот будет испускаться излучение Вавилова–Черенкова.

В настоящей работе в качестве системы токов мы рассмотрим систему поверхностных токов в удлиненных невзаимодействующих наночастицах с металлическим типом проводимости, например в углеродных нанотрубках или нанолентах. В дальнейшем будем считать, что все наночастицы и действующие на них электрические поля направлены вдоль оси Ox . Токи можно получить, например, за счет нелинейных процессов в удлиненных нанотрубках [10], нанолентах [11] или при распространении излучения двухчастотного CO_2 -лазера вдоль оси Oz в среде на основе массива наночастиц при наличии постоянного электрического поля [10]. Токи также можно получить [12], [13] при распространении в массиве удлиненных наночастиц коротких высокоинтенсивных электрических импульсов с субнаносекундной шириной переднего фронта (наносекундные импульсы) [14]. Величина поверхностного тока определяется типом проводимости наночастиц: чем меньше ширина запрещенной зоны, тем больше величина поверхностного тока [9], [15]. Поэтому в дальнейшем нас будут интересовать наночастицы с металлическим типом проводимости.

Рассмотрим среду на основе совокупности массивов удлиненных наночастиц. Для наглядности на рис. 1 приведена упрощенная схема гипотетического эксперимента из трех массивов удлиненных нанотрубок. Наносекундный электрический импульс распространяется в волноводе вдоль оси Oz со скоростью v (профиль E_{0x} наносекундного электрического импульса имеет только компоненту вдоль оси Ox). Такой импульс можно получить, например, внутри металлического волновода, состоящего

из двух параллельных полосок (можно рассмотреть два коаксиальных цилиндра, но в этом случае изменится геометрия задачи). Нанотрубка представляет собой электрический колебательный контур, и единичный интервал такой цепи характеризуется кинетической индуктивностью, активным электрическим сопротивлением и квантовой электрической емкостью на единицу длины [15]–[17], поэтому наносекундный импульс вызывает в нанотрубках резонансные (гармонические) колебания поверхностного тока вдоль оси Ox со сверхвысокой частотой [12], [13].

Совокупность поверхностных токов задает пространственно распределенный ток (объемный ток), причем ток оказывается периодически модулированным относительно переменной $z - vt$, где z – координата, v – фазовая скорость (совпадающая со скоростью наносекундного электрического импульса в волноводе), с которой распространяется передний фронт объемного тока [10]–[13]. Поскольку величина поверхностного тока вдоль оси наночастицы равна первой производной по времени от дипольного момента, распространение объемного тока становится эквивалентным распространению в среде поляризации $P_x = d_x n$ со сверхсветовой скоростью v , где n – концентрация наночастиц, $d_x = d_x(z)$ – x -компонента периодически модулированного относительно переменной z дипольного момента частиц. Таким образом, реализуется картина, аналогичная черенковскому излучению.

Приступим к рассмотрению сформулированной задачи. Для диэлектрической среды диэлектрическая проницаемость однозначно определяется величиной поляризации, т. е. в рассматриваемой задаче поляризация должна определяться дипольным моментом наночастиц. Поскольку в нашем случае дипольный момент наночастиц задает объемный ток, в дальнейшем диэлектрическую проницаемость ε будем считать постоянной, $\varepsilon = \text{const}$ (эта величина в дальнейшем понадобится для синхронизации скорости наносекундного электрического импульса $v = c/\sqrt{\varepsilon}$, где c – скорость света в вакууме).

Из уравнений Максвелла с учетом калибровки Лоренца [2]

$$\text{div } \mathbf{A} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

следуют волновые уравнения для компонент 4-потенциала $A^j = (\varphi, \mathbf{A})$:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \Delta \varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho, \quad (2)$$

где при постоянных значениях электрической и магнитной проницаемостей верны соотношения

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\text{grad } \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (3)$$

Рассмотрим в качестве трехмерной структуры совокупность массивов удлиненных параллельных нанотрубок с металлическим типом проводимости. Предположим, что взаимодействием между наночастицами можно пренебречь, т. е. величина концентрации не слишком большая, чтобы исключить взаимное влияние наночастиц (см. рис. 1). Для этого расстояние между соседними нанотрубками должно быть порядка или больше, чем длина нанотрубок. Например, в работе [18] описан эксперимент, в котором для создания катода на подложке перпендикулярно ее поверхности выращены нанотрубки так, что расстояние между соседними трубками

равно их удвоенной длине, что соответствует минимальному влиянию окружения на эмиссию индивидуальной нанотрубки и дает в результате максимальный эмиссионный ток из катода. При не слишком большой концентрации вклад в поляризацию по сравнению с однородной средой незначителен.

Для упрощения математических выкладок предположим, что нанотрубки заполняют цилиндрическую область радиуса R . В случае неограниченной в поперечном направлении среды радиус устремим к бесконечности. Пусть центры масс нанотрубок имеют координаты $m_x\Delta x$, $m_y\Delta y$, $m_z\Delta z$, где m_x , m_y , m_z – целые числа, а Δx , Δy , Δz – расстояния между центрами нанотрубок соответственно вдоль осей Ox , Oy и Oz . Для плотности тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_x j_0^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ в этом случае запишем выражение (свободные заряды отсутствуют)

$$j_0^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m_x, m_y, m_z} d_0 f(m_z \Delta z) \frac{\partial}{\partial t} \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{v}t - \mathbf{e}_x m_x \Delta x - \mathbf{e}_y m_y \Delta y - \mathbf{e}_z m_z \Delta z), \quad (4)$$

где $\mathbf{r} = (x, y, z)$, вектор $\mathbf{v}$ параллелен оси Oz , $d_0 f(m, \Delta z)$ – формфактор, который определяет амплитуду дипольного момента как функцию от m_z на заднем фронте электрического импульса (он имеет периодическую зависимость от координаты z), суммирование ведется по всем возможным целым значениям индексов m_x , m_y , m_z , $\omega \Delta z / c \ll 1$ и $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Используя преобразование Фурье

$$\tilde{A}^j(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} A^j(t, \mathbf{r}) e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}, \quad (5)$$

из (1) и (2) получаем

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{A}}(\omega, \mathbf{k}) &= \mathbf{e}_x \tilde{A}_x(\omega, \mathbf{k}), \quad \tilde{\varphi}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{ck_x}{\varepsilon\omega} \tilde{A}_x(\omega, \mathbf{k}), \\ \tilde{A}_x(\omega, \mathbf{k}) &= -\frac{i\omega}{\pi c} d_0 \frac{R}{\Delta x \Delta y} \frac{J_1(k_{\perp} R)}{k_{\perp}} \sum_{m_x} f(m_z \Delta z) \frac{\delta(\omega - k_z v) e^{-ik_z m_z \Delta z}}{k^2 - \varepsilon\omega^2/c^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$, $\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ и при выводе учтено, что

$$\begin{aligned} \sum_{m_x, m_y} e^{-ik_x m_x \Delta x - ik_y m_y \Delta y} &\approx \frac{1}{\Delta x \Delta y} \int_{0 \leq \xi \leq R} e^{-i\mathbf{k}_{\perp} \boldsymbol{\xi}} d^2 \boldsymbol{\xi} = 2\pi \frac{R}{\Delta x \Delta y} \frac{J_1(k_{\perp} R)}{k_{\perp}}, \\ \frac{d\zeta J_1(\zeta)}{d\zeta} &= \zeta J_0(\zeta) \end{aligned} \quad (7)$$

(здесь $J_{0,1}(\zeta)$ – функции Бесселя).

Поскольку $\omega \Delta z / c \ll 1$, в формуле (6) суммирование по индексу m_z можно заменить интегрированием,

$$\sum_{m_x} f(m_z \Delta z) e^{-ik_z m_z \Delta z} = \frac{1}{\Delta z} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-ik_z \xi} d\xi = \frac{2\pi}{\Delta z} \tilde{f}(k_z), \quad (8)$$

где $\tilde{f}(k_z)$ – фурье-образ функции $f(\xi)$.

С учетом (8) из (6) окончательно получаем

$$\begin{aligned}\tilde{A}_x(\omega, \mathbf{k}) &= -\frac{2i\omega}{c} d_0 \frac{R}{\Delta x \Delta y \Delta z} \frac{J_1(k_\perp R)}{k_\perp} \frac{\delta(\omega - k_z v)}{k^2 - \varepsilon \omega^2 / c^2} \tilde{f}(k_z), \\ \tilde{\varphi}(\omega, \mathbf{k}) &= \frac{ck_x}{\varepsilon \omega} \tilde{A}_x(\omega, \mathbf{k}).\end{aligned}\quad (9)$$

Проведя обратное преобразование Фурье, из (9) с учетом (5) имеем

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(t, \mathbf{r}) &= -i\mathbf{e}_x \frac{4\pi}{c} d_0 \frac{R}{\Delta x \Delta y \Delta z} \int_{-\infty}^{\infty} \omega e^{-i\omega t} d\omega \times \\ &\times \int_0^{\infty} J_0(k_\perp r) J_1(k_\perp R) dk_\perp \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_z) \frac{\delta(\omega - k_z v) e^{ik_z v}}{k_z^2 - (\varepsilon \omega^2 / c^2 - k_\perp^2)} dk_z, \\ \varphi(t, \mathbf{r}) &= -4\pi d_0 \frac{R}{\Delta x \Delta y \Delta z} \frac{x}{r} \int_0^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} \tilde{f}(k_z) e^{-i\omega t} d\omega \times \\ &\times \int_0^{\infty} k_\perp J_1(k_\perp r) J_1(k_\perp R) dk_\perp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta(\omega - k_z v) e^{ik_z v}}{k_z^2 - (\varepsilon \omega^2 / c^2 - k_\perp^2)} dk_z,\end{aligned}\quad (10)$$

где учтено равенство для функций Бесселя

$$J_m(\xi) = \frac{i^m}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\xi \cos \chi} \cos(m\chi) d\chi.$$

Из выражений (10) видно, что компоненты 4-потенциала аналогичны полю бегущей волны, т. е. система на основе массива удлинённых наночастиц аналогична антенне бегущей волны с быстрыми волнами ($c/\sqrt{\varepsilon} < v$). В этом случае излучение максимально в направлении, которое совпадает с направлением распространения эффективной плоской волны. Такое излучение в определенном смысле является аналогом черенковского излучения. В случае одномерной бегущей волны поле излучения аксиально симметрично и диаграмма направленности воронкообразная. При $v \rightarrow c/\sqrt{\varepsilon}$ конус прижимается к оси, а при $v = c/\sqrt{\varepsilon}$ излучение максимально в направлении оси.

Рассмотрим случай неограниченной среды на основе массива удлинённых наночастиц: $R \rightarrow \infty$, что соответствует среде, неограниченной в поперечном направлении. В этом случае

$$\frac{1}{2\pi} R \frac{J_1(k_\perp R)}{k_\perp} = \delta^2(\mathbf{k}_\perp), \quad 2\pi \int_0^{\infty} \delta^2(\mathbf{k}_\perp) k_\perp dk_\perp = 1. \quad (11)$$

Из формул (10) следует, что выполнение условия $v = c/\sqrt{\varepsilon}$ автоматически приводит к наличию полюса в точке $k_\perp = 0$, т. е. реализуется ситуация, когда перемножаются две дельта-функции. В этом случае поступим следующим образом.

Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать поперечная (x -) компонента электрического поля в волновой зоне $kr \gg 1$, а именно

$$E_x = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t}, \quad \frac{k_\perp c}{\omega} \ll 1,$$

из (10) следует, что

$$\left| \frac{\partial \varphi / \partial x}{c^{-1} \partial A_x / \partial t} \right| \sim \frac{k_\perp c^2}{r \omega^1} \ll 1. \quad (12)$$

Поэтому пренебрежем скалярной частью 4-потенциала. Рассмотрим случай, когда в (10) величина ε есть комплексное число с положительной мнимой частью. В этом случае вычисление интегралов в (10) является однозначной операцией. По аналогии с интегралом в смысле главного значения (см. статью [2]) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\delta(k_z - \omega/v)}{k_z^2 - (\varepsilon\omega^2/c^2 - k_\perp^2)} &= \frac{i\pi}{\sqrt{\varepsilon\omega^2/c^2 - k_\perp^2}} \delta\left(k_z - \sqrt{\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2} - k_\perp^2}\right) \delta\left(k_z - \frac{\omega}{v}\right) = \\ &= \frac{i\pi}{\sqrt{\varepsilon\omega^2/c^2 - k_\perp^2}} \frac{z}{2\pi} \delta\left(k_z - \sqrt{\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2} - k_\perp^2}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

где $k_z = \omega/v > 0$, $\text{Im } \varepsilon > 0$. Из формул (10) с учетом (11) и (13) следует, что

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(t, \mathbf{r}) &= \mathbf{e}_x z \frac{2\pi}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d_0}{\Delta x \Delta y \Delta z} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(z/v-t)} \tilde{f}\left(\frac{\omega}{v}\right) d\omega = \\ &= \mathbf{e}_x z \frac{2\pi}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d_0}{\Delta x \Delta y \Delta z} f(z - vt) = \mathbf{e}_x z \frac{2\pi d_0 v}{c} \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} f(z - vt) = \\ &= \frac{2\pi v}{c} z \mathbf{P}(z - vt), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\mathbf{P}(z - vt) = \mathbf{e}_x d_0 \frac{f(z - vt)}{\Delta x \Delta y \Delta z}$$

есть поляризация среды на основе нанотрубок; при выводе выражения (14) учтено, что в соответствии с (13) имеет место равенство $v = c/\sqrt{\varepsilon}$. Из соотношений (14) с учетом условий (12) следует, что

$$E_x(t, \mathbf{r}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(t, \mathbf{r})}{\partial t} = -\frac{2\pi v}{c^2} z j_0(z - vt) = -\frac{v\mu_0}{2} z j_0(z - vt), \quad (15)$$

где $\mathbf{j}_0 = \partial \mathbf{P}/\partial t$ и μ_0 – магнитная постоянная.

Правая часть равенства (15) при $\varepsilon = 1$ (при $v = c$) соответствует результатам работ [10]–[12]. В работе [10] для нанотрубок типа “зигзаг” с металлическим типом проводимости было показано, что поле $E_x(t, z)$ складывается из медленно меняющейся (по линейному закону) составляющей $\tilde{E}_1$ и поля $\tilde{E}_0(t, z)$ усиленного СВЧ-излучения. Максимальное значение составляющей поля $\tilde{E}_1 \approx 4 \cdot 10^6$ В/м, а амплитуда СВЧ-излучения (поля излучения) $\tilde{E}_0(t, z)$ при $z_{\max} = 0.09$ м примерно равна $3 \cdot 10^6$ В/м. В работе [10] также показано, что возможна генерация терагерцового излучения с помощью двухчастотного СО₂-лазера (длина волны излучения $\lambda = 2\pi c/\omega \approx 0.1$ мм, и при $z_{\max} = 0.09$ м амплитуда излучения равна примерно $8.5 \cdot 10^5$ В/м).

В работе [12] было показано, что результаты работы [10] можно обобщить на двухслойные нанотрубки. В работе [11] для нанолент типа “ m -зигзаг”, которые имеют металлический тип проводимости, было показано, что значение полного тока вдоль одной наноленты в зависимости от m (ширины наноленты) на один-два порядка больше, чем величина полного тока в металлических нанотрубках и лентах типа “кресло” с линейным характером закона дисперсии электронов вблизи энергии

Ферми [19]. Такая закономерность объясняется тем, что в ленте “ m -зигзаг” на краю зоны Бриллюэна имеются два уровня с энергиями $\alpha_\pi \pm \beta_\pi$ и кратностями вырождения $m - 2$, а также один двукратно вырожденный уровень с энергией α_π . Состоянию с энергией α_π отвечает уровень Ферми системы. Двукратное вырождение этого уровня указывает на отсутствие запрещенной зоны. Переход от (m, m) -нанотрубки типа “кресло” к ленте типа “ m -зигзаг” приводит к расщеплению двукратно вырожденных π -зон нанотрубки, а главное – к резкой модификации состояний в области уровня Ферми. В то время как в нанотрубке две дисперсионные кривые валентной зоны и зоны проводимости пересекаются в точке $kc = 2\pi/3$, в ленте они касаются на краю зоны Бриллюэна при $kc = \pi$. Это приводит к образованию резкого дельта-образного пика плотности состояний на уровне Ферми, причем наличие этого пика не зависит от ширины ленты “ m -зигзаг”.

Из соотношения (15) видно, что величина амплитуды поля излучения пропорциональна длине пути, пройденного передним фронтом тока. Такую закономерность можно объяснить следующим образом. Массив удлиненных наночастиц в рассматриваемой задаче качественно аналогичен случаю, когда совокупность цепочек из периодически модулированных диполей $d_x(z)$ относительно переменной z движется со сверхсветовой скоростью: каждый диполь совершает колебания по гармоническому закону. Поскольку величина излучения каждого диполя на единицу длины пути постоянна (излучение Вавилова–Черенкова для диполя), в случае цепочки диполей энергия излучения на единицу длины пути должна быть пропорциональна длине цепочки, т. е. длине пути, пройденного передним фронтом тока. Тогда энергия излучения всей цепочки за все время пути должна быть пропорциональна квадрату длины пути, т. е. амплитуда переднего фронта излучения пропорциональна длине пути. Последнее подтверждается как численными, так и теоретическими результатами, полученными при решении волнового уравнения гиперболического типа с правой частью [10]–[12].

Таким образом, в настоящей работе показано, что, в отличие от излучения Вавилова–Черенкова, при выполнении условия синхронизма $v = c/\sqrt{\epsilon}$ (для неограниченной в поперечном направлении среды на основе удлиненных наночастиц) возможна генерация излучения. Этот эффект качественно аналогичен эффекту Вавилова–Черенкова. Количественное отличие состоит в том, что величина генерируемого излучения пропорциональна квадрату длины пути, пройденного излучением. Данная задача может быть обобщена на случай ограниченной в поперечном направлении среды.

Список литературы

- [1] И. Е. Тамм, И. М. Франк, *Докл. АН СССР*, **14**:3 (1937), 107–112.
- [2] Б. М. Болотовский, *УФН*, **62**:3 (1957), 201–246.
- [3] J. V. Jelley, *Čerenkov Radiation and its Applications*, Pergamon Press, London, 1958.
- [4] И. М. Франк, *УФН*, **68**:3 (1959), 397–415.
- [5] В. Л. Гинзбург, *УФН*, **69**:4 (1959), 537–564.
- [6] М. И. Файнгольд, *ТМФ*, **47**:3 (1981), 395–406.
- [7] V. V. Vorobev, A. V. Tyukhtin, *Phys. Rev. Lett.*, **108**:18 (2012), 184801, 4 pp.
- [8] K. G. Batrakov, S. A. Maksimenko, P. P. Kuzhir, C. Thomsen, *Phys. Rev. B*, **79**:12 (2009), 125408, 12 pp.

- [9] G. Ya. Slepryan, S. A. Maksimenko, A. Lakhtakia, O. Yevtushenko, A. V. Gusakov, *Phys. Rev. B*, **60**:24 (1999), 17136–17149.
- [10] Н. Р. Садыков, Н. А. Скоркин, Е. А. Ахлюстина, *Физика и техника полупроводников*, **47**:9 (201), 1258–1263.
- [11] Е. А. Ахлюстина, Д. А. Пешков, Л. М. Ахлюстин, Н. Р. Садыков, *Вестн. МИФИ*, **3**:6 (2014), 680–685.
- [12] Н. Р. Садыков, *ТМФ*, **177**:1 (2013), 163–176.
- [13] Н. Р. Садыков, Н. А. Скоркин, *Физика и техника полупроводников*, **46**:8 (2012), 1043–1048.
- [14] Г. А. Месяц, М. И. Яландин, *УФН*, **175**:3 (2005), 225–246; Г. А. Месяц, *УФН*, **176**:10 (2006), 1069–1091.
- [15] P. Burke, S. Li, Z. Yu, *IEEE Trans. Nanotechnol.*, **5**:4 (2006), 314–334.
- [16] C. Forestiere, A. Maffucci, S. A. Maksimenko, G. Miano, G. Ya. Slepryan, *IEEE Trans. Nanotechnol.*, **11**:3 (2012), 554–564.
- [17] C. Rutherglen, P. Burke, *Small*, **5**:8 (2009), 884–906.
- [18] K. B. K. Teo, E. Minoux, L. Hudanski, F. Peauger, J.-Ph. Schnell, L. Gangloff, P. Legagneux, D. Dieumegard, G. A. J. Amaratunga, W. I. Milne, *Nature*, **437**:7061 (2005), 968.
- [19] П. Н. Дьячков, *Электронные свойства и применение нанотрубок*, БИНОМ. Лаборатория знаний, М., 2011.

Поступила в редакцию 1.12.2014,
после доработки 12.03.2015