

Влияние переменного электрического поля на проводимость однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа

© М.Б. Белоненко, С.Ю. Глазов[¶], Н.Е. Мещерякова^{*¶}

Волгоградский государственный педагогический университет,
400131 Волгоград, Россия

* Волгоградский институт бизнеса,
400048 Волгоград, Россия

(Получена 8 февраля 2010 г. Принята к печати 24 февраля 2010 г.)

Рассматривается влияние переменного электрического поля на проводимость системы однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа, находящейся в постоянном электрическом поле. Векторы напряженности постоянного и переменного электрических полей направлены вдоль оси нанотрубок. Электронная система углеродных нанотрубок рассматривается в рамках кинетического уравнения Больцмана, в приближении времен релаксации. Исследована зависимость плотности тока в системе от характеристик приложенных полей. Выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

1. Введение

Исследованию проводимости углеродных нанотрубок (УНТ) посвящено большое количество работ [1–3], поскольку установление транспортных характеристик, определяющих особенности переноса заряда, позволяет рассчитать рабочие параметры нанoeлектронных устройств на основе нанотрубок. В силу того, что транспортные свойства нанотрубок существенно различаются в зависимости от структуры и условий синтеза (наличия примесей и дефектов), экспериментальные значения таких характеристик, как, например, электрическое сопротивление, варьируются в пределах нескольких порядков величины. Исследования свидетельствуют о том, что проводимость УНТ существенно меняется под действием механической нагрузки, в частности возможна смена типа проводимости с полупроводниковой на металлическую и наоборот [4].

Первоначальные эксперименты проводились с образцами, содержащими хаотично расположенные нанотрубки разных типов, что затрудняло теоретическое описание полученных результатов. В настоящее время большее внимание уделяется исследованию одиночных УНТ или систем, содержащих нанотрубки одного типа, поскольку в этом случае появляется возможность теоретического предсказания и практического получения структур с заданными свойствами.

Поскольку проводимость является одним из основных свойств, определяющих функциональное использование объекта, весьма важной и актуальной представляется задача по изучению проводимости УНТ в условиях влияния различных полей и температур. Проводимость УНТ в продольном магнитном поле рассмотрена в [5]. В [6] изучена проводимость УНТ различных типов в присутствии постоянного электрического поля, получены вольт-амперные характеристики, выявлены участки дифференциальной отрицательной проводимости. Рабо-

та [7] содержит обзор электронных свойств нанотрубок, в частности приводятся результаты по исследованию проводимости УНТ под действием электрического поля бегущей волны: в случае слабых полей интеграл столкновения был выбран в тау-приближении, а в случае сильных полей интеграл столкновения был принят равным нулю. В [7] также приведена зависимость аксиальной проводимости нанотрубок металлического типа от частоты переменного поля.

В работах [8–11] рассмотрена генерация высших гармоник в УНТ, тепловое излучение в терагерцовом диапазоне, показана перспектива создания волноводов и нанoантенн на основе однослойных УНТ в инфракрасной и терагерцовой областях, а на основе многослойных УНТ — в инфракрасной и видимой областях. Распространение электромагнитных волн в системах УНТ металлического типа описано в [12].

В упомянутых выше работах исследовались транспортные свойства УНТ под действием либо только постоянного электрического поля, либо только электромагнитного поля волны, в то время как известно, что в нелинейных системах возможны эффекты при совместном воздействии постоянных и переменных полей (например, абсолютная дифференциальная проводимость в сверхрешетках) [13]. В силу вышеизложенного, поскольку УНТ относятся к нелинейным объектам, актуальным представляется исследование совместного влияния постоянного и переменного электрических полей на проводимость системы однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа.

2. Основные уравнения

Рассмотрим отклик системы однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа на действие постоянного и переменного электрических полей, приложенных вдоль оси УНТ (рис. 1).

Предположим, что упаковка УНТ не слишком плотная, т. е. расстояние между соседними нанотрубками до-

[¶] E-mail: ser-glazov@yandex.ru

^{*¶} E-mail: Dandelion1@yandex.ru

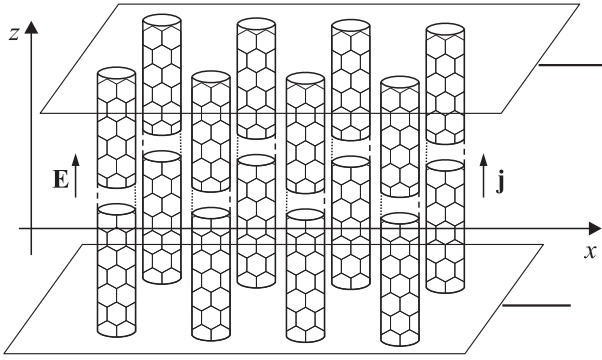


Рис. 1. Геометрия задачи. \mathbf{j} — вектор плотности тока, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля.

статочное большое (много больше диаметра нанотрубки), чтобы исключить взаимодействие УНТ друг с другом (менее 10^{14} см^{-2}). Оси нанотрубок параллельны оси z .

Рассмотрим электронные свойства УНТ в рамках анализа динамики π -электронов в приближении сильной связи. Для нанотрубок типа „зигзаг“ закон дисперсии носителей имеет вид [2]

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

где квазиимпульс p задается как (p_z, s) , $s = 1, 2, \dots, m$, нанотрубка имеет тип $(m, 0)$, m не кратно 3, $\gamma_0 \approx 2.7 \text{ эВ}$, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142 \text{ нм}$ — расстояние между соседними атомами углерода в графене.

При этом скорость движения электронов вдоль оси z есть

$$v_z(p_z, s) = \pm \gamma_0 \times \frac{2a \sin ap_z \cos(\pi s/m)}{\sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}}. \quad (2)$$

Плотность тока j_z вдоль оси z в рассматриваемой системе можно найти по формуле

$$j_z = \frac{2eNL}{(2\pi\hbar)^2} \int v_z(p_z, s) f(p_z, s) d^2 p, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, N — число нанотрубок на единицу площади подложки, $L = 2\pi R$ — длина окружности нанотрубки, $R = \sqrt{3}bm/2\pi$ — радиус нанотрубки, $f(p_z, s)$ — функция распределения носителей, которая может быть найдена из кинетического уравнения Больцмана. Учитывая тот факт, что спектр носителей (1) квантован в направлении вдоль окружности нанотрубки, двойной интеграл в (3) может быть преобразован по формуле

$$\int \dots d^2 p \rightarrow \frac{2\pi\hbar}{L} \sum_s \dots dp_z. \quad (4)$$

С учетом формул (1)–(4) выражение для плотности тока j_z принимает вид

$$j_z = \frac{eN}{\pi\hbar} \sum_s \int v_z(p_z, s) f(p_z, s) dp_z. \quad (5)$$

Для нахождения функции распределения носителей рассмотрим классическое уравнение Больцмана в приближении времени релаксации, пренебрегая эффектами, связанными с неоднородностью поля [14]:

$$\frac{\partial f(p, t)}{\partial t} + eE \frac{\partial f(p, t)}{\partial p} = -\nu [f(p, t) - f_0(p)]. \quad (6)$$

Здесь $E = (0, 0, E_1 + E_0 \cos \omega t)$ — суммарная напряженность электрического поля, E_1 — модуль напряженности постоянного электрического поля, E_0 и ω — амплитуда и частота переменного электрического поля (при $\omega < 2a\gamma_0/3R$ межзонными переходами можно пренебречь [7], что в условиях данной задачи составляет приблизительно $\omega < 10^{15} \text{ с}^{-1}$), ν — обратное время релаксации, определяемое всеми процессами, $f_0(p)$ — фермиевская равновесная функция распределения,

$$f_0(p) = C \{1 + \exp[\varepsilon(p)/kT]\}^{-1}, \quad (7)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, C — нормировочная константа, находящаяся из условия $\int f_0(p) d^2 p = N_e$ (N_e — число электронов в зоне проводимости) с учетом спектра,

$$C = \frac{4\pi^2 \hbar R n_e}{\sum_s \int \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}}{kT} \right] \right\}^{-1} dp_z}, \quad (8)$$

при этом n_e — „поверхностная плотность“ электронов (количество электронов на единицу площади нанотрубки).

Решая (6) методом характеристик, получаем

$$f(p, t) = f_0 \left(p + \frac{e}{c} A(t) \right) \exp(-\nu t) + \nu \int_{-\infty}^t \exp[\nu(t' - t)] f_0 \left(p + \frac{e}{c} [A(t) - A(t')] \right) dt'. \quad (9)$$

Здесь A — вектор-потенциал поля, связанный с напряженностью формулой $E = -\partial A/c \partial t$, c — скорость света в вакууме. На временах, превышающих время релаксации, первым слагаемым в (9) пренебрегают ввиду его малости. Подставляя (9) в (5), получаем выражение для плотности тока в следующем виде:

$$j_z = \frac{eN\nu}{\pi\hbar} \sum_s \int v_z(p_z, s) \int_{-\infty}^t \exp[\nu(t' - t)] \times f_0 \left(p_z + \frac{e}{c} [A_z(t) - A_z(t')], s \right) dt' dp_z. \quad (10)$$

Прибегая к стандартной замене переменных

$$p_z \rightarrow p_z - \frac{e}{c}[A_z(t) - A_z(t')],$$

можно (10) записать в форме

$$j_z = \frac{eNv}{\pi\hbar} \sum_s \int_{-p_0}^{p_0} \int_{-\infty}^t v_z \left\{ p_z - \frac{e}{c}[A_z(t) - A_z(t')], s \right\} \times \exp[v(t' - t)] f_0(p_z, s) dt' dp_z, \quad (11)$$

где интегрирование по p_z ведется по первой зоне Бриллюэна, $p_0 = 2\pi\hbar/3b$.

Для удобства дальнейших вычислений разложим скорость носителей $v_z(x, s)$ в ряде Фурье:

$$v_z(x, s) = \sum_l a_{ls} \sin(lx),$$

$$a_{ls} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(x, s) \sin(lx) dx. \quad (12)$$

Следует отметить, что коэффициенты a_{ls} быстро убывают с ростом номера l , поэтому с достаточной степенью точности можно ограничиться первыми не исчезающими слагаемыми [15].

В рамках данной задачи

$$v_z \left(p_z - \frac{e}{c}[A_z(t) - A_z(t')], s \right) = \sum_l a_{ls} \left\{ \sin(lap_z) \cos \left(\frac{lae}{c} [A_z(t) - A_z(t')] \right) - \cos(lap_z) \sin \left(\frac{lae}{c} [A_z(t) - A_z(t')] \right) \right\}. \quad (13)$$

В результате подстановки (13) в (11) с учетом (1), (7) и $A_z(t) - A_z(t') = -cE_1(t - t') - cE_0(\sin \omega t - \sin \omega t')/\omega$ выражение для плотности тока принимает вид

$$j_z = \frac{eNvC}{\pi\hbar} \sum_{ls} a_{ls} \int_{-\infty}^t \exp[v(t' - t)] \sin [laeE_1(t - t')] + \frac{laeE_0}{\omega} (\sin \omega t - \sin \omega t') dt' \int_{-p_0}^{p_0} \cos(lap_z) \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\gamma_0}{kT} \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)} \right] \right\}^{-1} dp_z. \quad (14)$$

Интеграл по времени в формуле (14) можно взять, воспользовавшись разложениями

$$\sin(x \sin \varphi) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin[(2n-1)\varphi],$$

$$\cos(x \sin \varphi) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \sin(2n\varphi), \quad (15)$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя 1-го рода n -го порядка; при этом для плотности тока запишем

$$j_z = \frac{eNC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sin \varphi_n J_n \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \right) \times \cos \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \sin \omega t - n\omega t - \varphi_n \right). \quad (16)$$

Здесь введены обозначения

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

$$a_{sl} = -\frac{2\gamma_0 a}{\pi} \times \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin x \cos(\pi s/m) \sin lx}{\sqrt{1 + 4 \cos x \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}} dx,$$

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

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

Усредняя (16) по времени, получим выражения для постоянной составляющей плотности тока:

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \right) \sin \varphi_n \cos \varphi_n. \quad (17)$$

Из анализа формулы (17) видно, что постоянная составляющая плотности тока зависит не только от напряженности постоянного электрического поля E_1 , но и от параметров переменного тока, входящих в аргумент функций Бесселя. В пределе, когда амплитуда переменного поля равна нулю и на систему действует только постоянное поле ($E_1 \neq 0$, $E_0 = 0$), все функции Бесселя 1-го рода n -го порядка обращаются в нуль, кроме $J_0(0) = 1$, и выражение (17) принимает следующий вид:

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \frac{vaeE_1 l}{v^2 + (aeE_1 l)^2}, \quad (18)$$

что совпадает с известным выражением для плотности тока в УНТ в присутствии постоянного электрического поля [6]. Зависимости плотности тока от напряженности поля в данном случае содержат область отрицательной дифференциальной проводимости.

В случае, когда выполняется условие $aeE_0 l \ll \omega$, все функции Бесселя 1-го рода n -го порядка близки к нулю,

кроме J_0 , и выражение (17) принимает вид

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) J_0^2 \left(\frac{aeE_0l}{\omega} \right) \frac{vaeE_1l}{v^2 + (aeE_1l)^2}. \quad (19)$$

Условие $aeE_0l \ll \omega$ выполнимо в пределе слабого и(или) высокочастотного поля (номер l ограничен первым десятком, поскольку коэффициенты a_{ls} быстро убывают).

Формула (19) поддается упрощению в случае сильного постоянного электрического поля ($aeE_1l \gg v$):

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) J_0^2 \left(\frac{aeE_0l}{\omega} \right) \frac{v}{aeE_1l}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что при воздействии на систему сильного постоянного и слабого переменного электрических полей плотность тока обратно пропорциональна напряженности постоянного поля.

Следует отметить, что в пределе, когда напряженность постоянного поля равна нулю и на систему действует только переменное поле ($E_0 \neq 0, E_1 = 0$), постоянная составляющая плотности тока равна нулю:

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi\hbar} \times \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_0^2 \left(\frac{aeE_0l}{\omega} \right) \frac{vn\omega}{v^2 + n^2\omega^2} \equiv 0. \quad (21)$$

Дальнейший анализ формулы (17) проводился численно.

3. Основные результаты численного анализа

На рис. 2 представлены зависимости постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля E_1 для различных

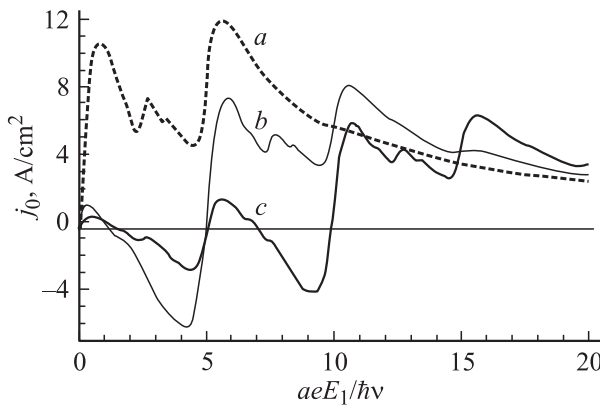


Рис. 2. Зависимости постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного электрического поля. $aeE_0/\hbar v = 5$ (a), 10 (b), 15 (c). $N \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$, $\omega/v = 5$, $T \approx 300 \text{ К}$.

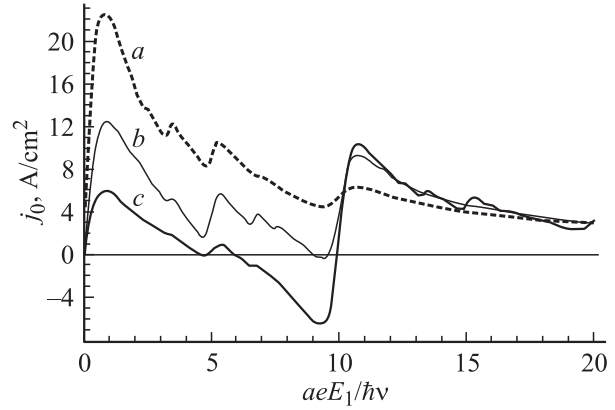


Рис. 3. Зависимости постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного электрического поля. $aeE_0/\hbar v = 5$ (a), 10 (b), 15 (c). $N \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$, $\omega/v = 10$, $T \approx 300 \text{ К}$.

значений амплитуды переменного поля. Были выбраны следующие параметры системы: нанотрубка типа (7, 0), поверхностная концентрация нанотрубок $N \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$, температура $T \approx 300 \text{ К}$, концентрация электронов в зоне проводимости $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$, отношение частоты переменного электрического поля ω к обратному времени релаксации ν равно 5.

Из рисунка видно, что плотность тока имеет ярко выраженный осциллирующий характер. Увеличение амплитуды приложенного переменного поля E_0 приводит к возникновению областей с абсолютной отрицательной проводимостью. В сильном постоянном поле плотность тока обратно пропорциональна напряженности. Осциллирующий характер и изменение знака тока можно объяснить нелинейной зависимостью скорости электрона вдоль оси нанотрубки от квазиимпульса. В условиях, когда изменение квазиимпульса во внешнем переменном поле $\Delta p_z \sim eE_0/\omega$ сравнимо с размером зоны Бриллюэна $\sim 1/a$, зависимость величины скорости от поля носит осциллирующий характер, а направление скорости может быть противоположно направлению постоянного поля. Аналогичные эффекты наблюдаются в полупроводниковых сверхрешетках [16–20]. Известно, что абсолютная отрицательная проводимость характерна для существенно неравновесных систем. Система с абсолютной отрицательной проводимостью является неустойчивой и может быть использована при создании усилителей и генераторов [8].

Увеличение частоты переменного поля ω при прочих равных параметрах приводит к сглаживанию осцилляций и уменьшению (а в пределе — к исчезновению) участков абсолютной отрицательной проводимости (рис. 3).

На рис. 4 представлены зависимости постоянной составляющей плотности тока от амплитуды переменного электрического поля E_0 для различных значений напряженности постоянного поля. Зависимость также имеет осциллирующий характер, причем с увеличением E_0

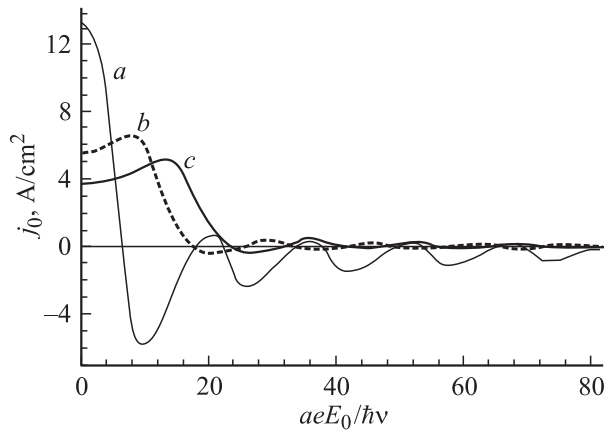


Рис. 4. Зависимости постоянной составляющей плотности тока от амплитуды переменного электрического поля. $aeE_1/\hbar\nu = 4$ (a), 9 (b), 12 (c). $N \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$, $\omega/\nu = 5$, $T \approx 300 \text{ К}$.

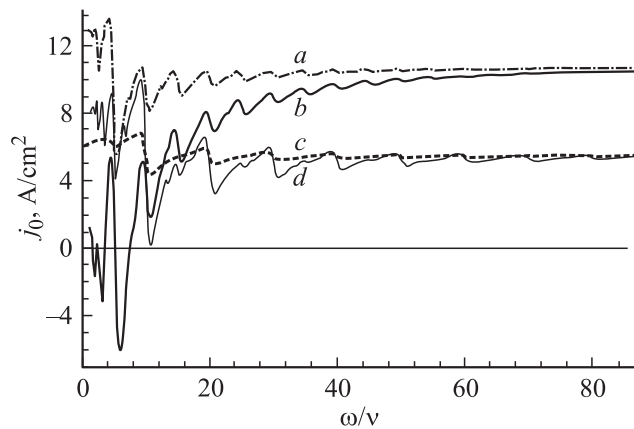


Рис. 5. Зависимости постоянной составляющей плотности тока от частоты переменного электрического поля: a — $aeE_1/\hbar\nu = 5$, $aeE_0/\hbar\nu = 5$; b — $aeE_1/\hbar\nu = 5$, $aeE_0/\hbar\nu = 10$; c — $aeE_1/\hbar\nu = 10$, $aeE_0/\hbar\nu = 5$; d — $aeE_1/\hbar\nu = 10$, $aeE_0/\hbar\nu = 10$. $N \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$, $T \approx 300 \text{ К}$.

амплитуда колебаний тока резко уменьшается, в пределе сильного переменного поля стремясь к нулю. Математически этот эффект можно объяснить, рассмотрев аргумент функций Бесселя в формуле (17). Увеличение амплитуды поля E_0 приводит к тому, что каждое слагаемое в сумме по n уменьшается. На кривых видны участки абсолютной отрицательной проводимости. Кроме того, увеличение напряженности постоянного электрического поля E_1 приводит к уменьшению амплитуды осцилляций плотности тока.

На рис. 5 представлены зависимости постоянной составляющей плотности тока от частоты переменного электрического поля для разных значений напряженности постоянного и амплитуды переменного электрических полей. Плотность тока с увеличением частоты поля осциллирует, стремясь к насыщению. Предельное значение плотности тока при этом определяется только

величиной напряженности постоянного поля и не зависит от амплитуды переменного. Этот результат хорошо описывается формулой (19), если принять во внимание, что с увеличением частоты поля ω аргумент функции Бесселя 1-го рода нулевого порядка стремится к нулю, а сама функция — к единице.

4. Заключение

В заключение сформулируем основные выводы из данной работы.

— Получено и численно проанализировано выражение для плотности тока в системе однослойных УНТ полупроводникового типа в присутствии постоянного и переменного электрических полей.

— Выявлен осцилляционный характер зависимости постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля.

— Установлено, что с возрастанием амплитуды переменного поля амплитуда осцилляций постоянной составляющей плотности тока уменьшается.

— Выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

— Показано, что увеличение частоты переменного поля при прочих равных параметрах приводит к сглаживанию осцилляций постоянной составляющей плотности тока и уменьшению (а в пределе — к исчезновению) участков абсолютной отрицательной проводимости.

— С учетом частоты переменного поля постоянная составляющая плотности тока осциллирует, стремясь к предельному значению, которое определяется только величиной напряженности постоянного поля.

Список литературы

- [1] А.В. Елецкий. УФН, **172** (4), 401 (2002).
- [2] П. Харрис. *Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века* (М., Техносфера, 2003).
- [3] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H. Hiura. Nature, **382**, 54 (1996).
- [4] А.В. Елецкий. Nature-Nanotechnology, **1**, 36 (2006).
- [5] П.М. Островский. Письма ЖЭТФ, **72** (8), 600 (2000).
- [6] A.S. Maksimenko, G.Ya. Slepian. Phys. Rev. Lett., **84** (2), 362 (2000).
- [7] С.А. Максименко, Г.Я. Слепян. Радиотехника и электроника, **47** (3), 261 (2002).
- [8] S.A. Maksimenko, G.Yu. Slepian, K.G. Batrakov, A.A. Khru-shchinsky, P.P. Kuzhir, A.M. Nemilentsau, M.V. Shuba. In: *Carbon Nanotubes and Related Structures*, ed. by V. Blank, B. Kulnitskiy (Research Signpost Publisher, 2008) p. 147.
- [9] G.Ya. Slepian, M.V. Shuba, S.A. Maksimenko, A. Lakhtakia. Phys. Rev. B, **73**, 195 416 (2006).
- [10] A.M. Nemilentsau, G.Ya. Slepian, S.A. Maksimenko. Phys. Rev. Lett., **99**, 147 403 (2007).
- [11] M.V. Shuba, G.Ya. Slepian, S.A. Maksimenko, C. Thomsen, A. Lakhtakia. Phys. Rev. B, **79**, 155 403 (2009).

- [12] M.V. Shuba, S.A. Maksimenko, A. Lakhtakia. Phys. Rev. B, **76**, 155 407 (2007).
- [13] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М., Наука, 1989).
- [14] С.В. Крючков. *Полупроводниковые сверхрешетки в сильных полях* (Волгоград, Перемена. 1992).
- [15] М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев. ФТТ, **50** (2), 368 (2008).
- [16] А.А. Ignatov, Yu.A. Romanov. Phys. Status. Solidi B, **73** (1), 327 (1976).
- [17] А.А. Игнатов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **21**(1), 132 (1978).
- [18] В.В. Павлович, Э.М. Эпштейн. ФТТ, **18** (5), 1483 (1977).
- [19] В.В. Павлович, Э.М. Эпштейн. ФТП, **10** (10), 2001 (1976).
- [20] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков. ФТП, **35** (5), 575 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of an alternating electric field on the conductivity of single-wall semiconductor carbon nanotubes

*M.B. Belonenko, S.Yu. Glazov, N.E. Mescheryakova**

Volgograd State Pedagogical University,
400131 Volgograd, Russia

* Volgograd Business Institute,
400048 Volgograd, Russia

Abstract Influence of an alternating electric field on the conductivity of a single-wall semiconductor carbon nanotubes system placed in a steady electric field is considered. The vectors of the fields are directed along of the axis nanotubes. The electron carbon nanotubes system is considered within the framework of the kinetic Boltzman equation with a constant relaxation time. The dependence of the axial electric current density in nanotubes from characteristics of the electric fields is investigated. The effect of absolute negative conductivity is revealed.