

УДК 535.016

ФОТОДЕФЛЕКЦИОННЫЙ СИГНАЛ, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ БЕССЕЛЕВЫМ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ В ПЛОТНОМ СЛОЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, А.Н. Сердюков

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины

PHOTODEFLECTIONAL SIGNAL GENERATION BY BESSEL LIGHT BEAM IN DENCE LAYER OF CARBON NANOTUBES

G.S. Mityurich, E.V. Chernenok, A.N. Serdyukov

F. Scorina Gomel State University

Исследовано явление возникновения фотодефлекционного сигнала в слое углеродных нанотрубок типов zigzag и armchair под действием облучения бесселевыми световыми пучками (БСП). Установлено, что скорость диссипации энергии ТЕ-моды БСП существенно зависит от радиальной координаты ρ , нормированной координаты $xw = x/w_0$, угла конусности БСП α , а также частоты амплитудной модуляции Ω БСП.

Ключевые слова: фотодефлекционный сигнал, углеродная нанотрубка, бесселевы световые пучки, скорость диссипации энергии, амплитуда фотодефлекционного сигнала, функция Бесселя, уравнение теплопроводности.

The phenomenon of occurrence of photodeflection signal in layer of carbon nanotubes of types zigzag and armchair by irradiation of Bessel light beams (BLB) was investigated. It was found that the rate of energy dissipation TE-mode BLB essentially depends on the radial coordinate ρ , normalized coordinate $xw = x/w_0$. BLB taper angle α , as well as the frequency of the amplitude modulation Ω BLB.

Keywords: photodeflection affect, carbon nanotube, Bessel light beam, energy dissipation rate, amplitude of the photodeflection signal, Bessel function, heat equation.

Введение

Интенсивное развитие конструкционных основ элементной базы нанoeлектроники требует особого внимания к изучению электродинамического моделирования наноструктур и нанообъектов. Происходящие на наноразмерном уровне физические явления и процессы существенно отличаются от широко известных в макроскопической электродинамике. Поэтому классические результаты, относящиеся к трехмерным макрообъектам, не могут быть перенесены на нанотрубки и здесь требуются новые фундаментальные исследования, которые решали бы отличные от известных в макроскопической электродинамике задачи [1]–[4]. Развитие современных теоретических разделов электродинамики всегда тесно увязывалось с практическими потребностями квантовой электроники, а в последнее время и с созданием элементов нанoeлектроники [5]–[7].

В рамках модели эффективной среды наноструктуру можно рассматривать как среду с некоей эффективной диэлектрической проницаемостью. Суть данной модели заключается в том, что используется электростатическое приближение, условием которого является малость как размера наночастиц, так и расстоянием между ними по сравнению с длиной оптического излучения в среде. Таким образом, при анализе распространения

электромагнитного излучения в наноструктурах нет необходимости решения уравнения Максвелла в каждой точке пространства. Используя подход, описанный выше, в настоящей работе исследовано явление возникновения фотодефлекционного сигнала в слое углеродных нанотрубок типов zigzag и armchair под действием облучения бесселевыми световыми пучками.

1 Теория метода

Используя модель эффективной среды, можно определить эффективные параметры всей среды как целого, зная оптические параметры каждого из компонентов композитной среды, а также их концентрацию и геометрическую форму [8]. Для этого надо связать электрическую индукцию $\langle D \rangle$, усредненную по объему V , размеры которого намного превышают размеры неоднородностей диэлектрической проницаемости, и величину напряженности внешнего электрического поля E_0

$$\langle D \rangle = \frac{1}{V} \int_V D(r) dr = \frac{1}{V} \int_V \varepsilon(r) E(r) dr \quad (1.1)$$

В выражении (1.1) $D(r)$, $E(r)$ и $\varepsilon(r)$ – локальные (в точке с радиусом-вектором r) значения электрической индукции, напряженности электрического поля и диэлектрической проницаемости. Данная

связь определяет эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ_{eff} композитной среды:

$$D = \epsilon_{eff} E_0.$$

Локальное поле $E(r)$ зависит от формы частицы. В самом общем случае интегрирование в формуле (1.1) встречает значительные трудности. Точное определение ϵ_{eff} возможно в нескольких исключительных случаях, например в случае ламинарной структуры, состоящей из чередующихся параллельных слоев диэлектриков с проницаемостями ϵ_1, ϵ_2 . Для остальных задач приходится рассматривать различные приближения, принимая во внимание локальные поля, которые определяются из решения задач электростатистики. К одним из наиболее широко применяемых моделей эффективной среды относятся модели Максвелла – Гарнета и Бруггемана, что обусловлено прежде всего их физической наглядностью.

В данной работе электронные свойства графена будем описывать законом дисперсии [9]

$$\epsilon(\vec{p}) = \quad (1.2)$$

$$= \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_y\right) + 4 \cos^2\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_y\right)},$$

учитывающим взаимодействие только трех соседних атомов гексагональной структуры. В выражении (1.2) $\gamma \approx 2,7$ эВ – интеграл перекрытия, $a = 3b / 2\hbar$, p_x, p_y – проекции квазиимпульса \vec{p} , знак «+» соответствует зоне проводимости, а знак «-» – валентной зоне. Законы дисперсии для углеродных нанотрубок типов zigzag и armchair можно легко получить, выполнив подстановки в соотношении (1.2) $\{p_x \rightarrow p_z, p_y \rightarrow p_\phi\}$ и $\{p_x \rightarrow p_\phi, p_y \rightarrow p_z\}$ соответственно:

$$\epsilon(\vec{p}) =$$

$$= \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_\phi\right) + 4 \cos^2\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_\phi\right)},$$

$$\epsilon(\vec{p}) =$$

$$= \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_\phi) \cos\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_z\right) + 4 \cos^2\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_z\right)}.$$

Нанотрубки типа armchair обладают металлической проводимостью при всех значениях m , тогда как нанотрубки типа zigzag являются металлами только при $m = 3q$, где q – целое число.

Как отмечается в [9], одной из важных особенностей углеродных нанотрубок является то, что при помещении УНТ в продольное магнитостатическое поле меняется характер проводимости, и, следовательно, изменяя величину намагниченности можно управлять проводимостью нанотрубок.

Далее рассмотрим уравнение Больцмана, описывающее движение π -электронов по цилиндрической поверхности однослойной нанотрубки в полуклассическом приближении [9]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE_z \frac{\partial f}{\partial p_z} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = J(F(\vec{p}); f(\vec{p}, z, t)), \quad (1.3)$$

где e – заряд электрона, $v_z = \partial \epsilon(\vec{p}) / \partial p_z$ – скорость электрона, $J(F, f)$ – интеграл столкновений, $F(\vec{p}) = [1 + \exp\{\epsilon(\vec{p}) / k_B T\}]^{-1}$ – равновесная функция распределения Ферми, T – температура, k_B – постоянная Больцмана. Для вычисления интеграла столкновений воспользуемся приближением времени релаксации, согласно которому

$$J(F(\vec{p}); f(\vec{p}, z, t)) \cong v [F(\vec{p}) - f(\vec{p}, z, t)],$$

$v = 1 / \tau$ – частота релаксации, τ – среднее время свободного пробега электрона.

Ограничение, которое накладывается на полуклассическую модель описания движения электрона по поверхности УНТ со стороны высоких частот, можно записать следующим образом:

$$\omega < \omega_l,$$

где значение $\omega_l = 2v_F / R_H$ соответствует металлическим, а $\omega_l = 2v_F / 3R_H$ – полупроводниковым нанотрубкам. Здесь $v_F = a\gamma_0$ – скорость π -электронов на уровне Ферми, R_H – радиус нанотрубки.

Далее полуклассическая модель применяется для вычисления аксиального тока в прямолинейной бесконечно длинной нанотрубке. Этот ток возникает под действием электрического поля бегущей волны

$$E_z = \text{Re} [E_z^0 \exp\{i(hz - \omega t)\}],$$

где h – константа распространения.

Найдем малое возмущение δf из уравнения (1.3) путем линейного по полю приближения с учетом того, что $E_z = F + \text{Re} [\delta f \exp\{i(hz - \omega t)\}]$:

$$\delta f = -i \frac{\partial F}{\partial p_z} \frac{eE_z^0}{\omega - hv_z + iv}.$$

Тогда плотность поверхностного аксиального тока $j_z = \text{Re} [j_z^0 \exp\{i(hz - \omega t)\}]$ может быть определена следующим равенством

$$j_z = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint v_z f d^2 \vec{p}. \quad (1.4)$$

Выражение (1.4) можно представить в более компактном виде

$$j_z^0 = \sigma_{zz}(h, \omega) E_z^0,$$

где σ_{zz} – аксиальная проводимость нанотрубки, которая может быть определена следующим образом:

$$\sigma_{zz}(h, \omega) = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint \frac{\partial F}{\partial p_z} \frac{v_z d^2 \vec{p}}{\omega - hv_z + iv}. \quad (1.5)$$

Интегрирование в равенстве (1.5) выполняется по первой зоне Бриллюэна.

При скоростях электронов $v_e \ll c$ (c – скорость света) проводимость определяется соотношением:

$$\sigma_{zz}(\omega) = -\frac{2iw_n e^2}{3\pi\hbar(mb)} \frac{1}{(\omega + iv)} \times \sum_{s=1}^m \int_{-P_0}^{P_0} v_z^2(P_z, S) \frac{\partial F}{\partial E} dP_z,$$

где P_z – проекция импульса электрона проводимости на ось нанотрубки, $P_0 = 2\pi\hbar/(\sqrt{3}w_n b)$, $w_n = 1(\text{armchair})$, $w_n = \sqrt{3}(\text{zigzag})$, $v = 1/\tau$ – частота релаксации неравновесных электронов.

Радиус нанотрубки выражается хорошо известным соотношением:

$$R_n = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} b \sqrt{m^2 + m \cdot n + n^2}, \quad \text{tg } \theta_n = \frac{\sqrt{3}n}{(2m+n)}, \quad (1.6)$$

θ_n – геометрический угол хиральности, b – расстояние между атомами в элементарной ячейке материала (для углеродных нанотрубок $b = 0,142$ нм), для нанотрубок типов zigzag и armchair соответственно $n = 0$ и $n = m$.

Радиус нанотрубки, параметр (mb) и угол хиральности согласно формуле (1.6) для нанотрубок типов zigzag и armchair выражаются соотношениями:

- 1) $R_n = \frac{\sqrt{3}(mb)}{2\pi}$, $(mb) = 2\pi R / \sqrt{3}$; $\theta_n = 0$;
 - 2) $R_n = \frac{3(mb)}{2\pi}$, $(mb) = 2\pi R / 3$;
- $\text{tg } \theta_n = 1/\sqrt{3}$; $\theta_n = 30^\circ$.

Выражения для проводимости имеют вид:

$$\sigma_{zz}(\omega) = -\frac{iw_{cn} e^2}{\sqrt{3}\pi\hbar R} \frac{1}{(\omega + iv)} \times \sum_{s=1}^m \int_{-P_0}^{P_0} v_z^2(P_z, S) \frac{\partial F}{\partial E} dP_z, \quad (1.7)$$

$$\sigma_{zz}(\omega) = -\frac{iw_{cn} e^2}{\pi\hbar R} \frac{1}{(\omega + iv)} \times \sum_{s=1}^m \int_{-P_0}^{P_0} v_z^2(P_z, S) \frac{\partial F}{\partial E} dP_z. \quad (1.8)$$

Очевидно, что радиус R определяет размер «интегральной» нанотрубки ($R \sim mb$, $m \sim 100$). Выражения (1.7) и (1.8) построены с учетом цилиндрического характера структуры, состоящей из сотен вложенных цилиндров.

Предполагается, что для обоих нанотрубок известен закон дисперсии электронов $\varepsilon(\vec{p})$ – энергия. Используется приближение π -электронов (без спина) и сильной связи электронов в атомах. Заметим, что структура является гексагональной:

$$\varepsilon(p_z, s) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(aP_z) \cos\left(\frac{\pi S}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi S}{m}\right)}; \quad (1.9)$$

$$\varepsilon(p_z, s) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(aP_\phi) \cos\left(\frac{\pi P_z}{\sqrt{3}}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi P_z}{\sqrt{3}}\right)}. \quad (1.10)$$

Выражения (1.9), (1.10) есть законы дисперсии для нанотрубок типов zigzag и armchair соответственно. Здесь $P_\phi = \pi S/R$ – проекция на ось ОФ в цилиндрической системе координат, для углеродных нанотрубок (графен) знаки «+» и «-» определяются аналогично выражению (1.2). Будем считать, что носителями тока являются электроны, а не дырки, так как их подвижность волны $\mu_n \ll \mu_p$. Тогда берем «+». Так как нанотрубки типов armchair и zigzag не обладают хиральностью, то при расчетах диссипации световой энергии следует ограничиваться линейно поляризованным излучением.

В формулах (1.7) и (1.8) имеем:

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} = -\frac{\exp(\varepsilon/k_B T)}{k_B T [1 + \exp(\varepsilon/k_B T)]^2}, \quad (1.11)$$

где $F(\vec{p}) = [1 + \exp\{\varepsilon(\vec{p})/k_B T\}]^{-1}$ – равновесная функция распределения Ферми, T – температура, k_B – постоянная Больцмана.

Подставляя (1.11) в (1.7) получим для нанотрубок типа zigzag:

$$|\sigma_{zz}(\omega)| = \frac{2w_{cn} e^2 P_0}{\sqrt{3}\pi^2 R \sqrt{(\omega^2 + v^2)} k_B T} \times \sum_{s=1}^m \frac{\exp(\varepsilon_0/k_B T)}{[1 + \exp(\varepsilon_0/k_B T)]^2}, \quad (1.12)$$

где

$$\varepsilon_0 = \varepsilon(P_0) = \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(aP_0) \cos\left(\frac{\pi S}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi S}{m}\right)}.$$

Выполнив аналогичную подстановку (1.11) в (1.8) можно рассчитать модуль проводимости для углеродных нанотрубок типа armchair вдоль оси z :

$$|\sigma_{zz}(\omega)| = \frac{2w_{cn} e^2 P_0}{\pi^2 R \sqrt{(\omega^2 + v^2)} k_B T} \times \sum_{s=1}^m \frac{\exp(\varepsilon_0/k_B T)}{[1 + \exp(\varepsilon_0/k_B T)]^2}, \quad (1.13)$$

где

$$\varepsilon_0 = \varepsilon(P_0) = \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{a\hbar S}{R_0}\right) \cos\left(\frac{aP_0}{\sqrt{3}}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{aP_0}{\sqrt{3}}\right)}.$$

Ряды, входящие в (1.12), (1.13) можно про- суммировать численно для $m = 1, 2, 3, \dots, 100$ (150). При вычислении интегралов, входящих в (1.7), (1.8) использовалась теорема о среднем:

$$P_0 = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{3W_n b}},$$

$$\int_{-P_0}^{P_0} f(x) dx \approx f(P_0)(P_0 - (-P_0)) = 2P_0 f(P_0).$$

Таким образом, полученные для σ_H выра- жения дают возможность рассчитать проводи- мость углеродных поглощающих нанотрубок. Объемная плотность тепловых источников, со- держащая σ_H , позволит выполнить решение те- пловой задачи и в последующем определить ам- плитудно-фазовые характеристики фотоакусти- ческого сигнала, возникающего в массиве угле- родных проводящих нанотрубок [10], [11].

Рассчитаем эффективный коэффициент тем- пературопроводности β_{cn} , связанный с коэф- фициентом теплопроводности k_{cn} соотношением $\beta_{cn} = k_{cn} / \rho_0 C$, ρ_0 – плотность, C – удельная теп- лоемкость.

Ковалентная энергия и энергия металлизации соответственно определяются выражениями [12]

$$V_1 = \sqrt{\frac{3}{10n_2}} \left[|V_2| \left(3|E_{atom}| - n_2 |V_2| \right) \right],$$

$$V_2 = \eta_2 \frac{\hbar^2}{m_0 l^2},$$

где $E_{atom} = 13.5$ эВ – энергия связи на один атом [13], $\eta_2 = -3.26$ для sp^2 -орбитали и $\eta_2 = -3.22$ для sp^3 -орбитали, m_0 – масса свободного электрона.

Вычислив ковалентную энергию и энергию металлизации, можно найти константы цен- трального α и нецентрального взаимодействия β ,

$$\alpha = \frac{2}{l^2} |V_2| \left[1 - \frac{10}{3} \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 \right],$$

$$\beta = \frac{\lambda}{3} \alpha,$$

где l_{ca} – длина связи, коэффициент λ выражается через матричные элементы оператора ковалент- ной энергии между соответствующими атомны- ми волновыми функциями s - и p -состояний (ис- пользовано значение $\lambda = 0.69$ из [14]).

Согласно [15] выражения для независимых модулей упругости имеют вид

$$c_{11} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(4\alpha + \beta + 18 \frac{\alpha\beta}{4\alpha + \beta} \right),$$

$$c_{12} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(4\alpha + \beta - 18 \frac{\alpha\beta}{4\alpha + \beta} \right).$$

Применение аналитических методов расчета направлений распространения чистых мод упру- гих волн для кристаллов класса bmm приводит к

следующим выражениям для скоростей распро- странения чисто продольной и чисто поперечной волн

$$v_{\parallel} = \sqrt{c_{11} s_2},$$

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) s_2},$$

где $s_2 = \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{N_A}{\mu} l^2$ – удельная поверхность слоя нанотрубок.

Теплоемкость углеродных нанотрубок оп- ределяется выражением

$$C = 4R \left[3 \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^2 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} - \frac{\Theta_D/T}{e^{\Theta_D/T} - 1} \right] \approx$$

$$\approx \begin{cases} 2R, & T \gg \Theta_D \\ 28.9R, & T \ll \Theta_D \end{cases}$$

где R – универсальная газовая постоянная, $\Theta_D = \hbar\omega_m / k_B$ – температура Дебая. Параметр ω_m – максимальная частота фононов записывает- ся следующим образом [16]:

$$\omega_m = \sqrt{\frac{8\pi n_2}{m_N \left(\frac{1}{v_{\parallel}^2} + \frac{1}{v_{\perp}^2} \right)}},$$

где m_N – число атомов в ячейке, v_{\parallel}^2 и v_{\perp}^2 – со- ответственно скорости распространения продоль- ных и поперечных упругих волн.

В формуле $n_2 = N/S$ – поверхностная плот- ность атомов, которая определяется выражением

$$n_2 = \frac{\rho_2 N_A}{\mu} = \frac{N_A}{s_2 \mu},$$

ρ_2 – двумерная плотность материала НТ, $s_2 = \rho_2^{-1}$ – удельная поверхность. Таким образом, для угле- родных нанотрубок, согласно [15] $\Theta_D = 2750$ К.

Согласно [17], двумерный коэффициент квантовой теплопроводности для области темпе- ратур ниже температуры Дебая определяется следующим образом

$$k_{cn} = G_0 N_{phonon} \frac{L}{L_0},$$

где $G_0 = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3h}$ – универсальный квант тепла,

$N_{phonon} = 2N = \frac{4N(n^2 + nm + m^2)}{d_R}$ – полное число

фононных каналов в УНТ, N – число шести- угольников в элементарной ячейке нанотрубки, d_R – наибольший общий делитель для чисел $(2n + m)$ и $(2m + n)$, L – длина нанотрубки, $L_0 = 2\pi R$ – длина поперечной границы нанот- рубки, перпендикулярной тепловому потоку.

Запишем уравнение теплопроводности

$$k_{cn} \nabla^2 T - \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{2} Q (1 - e^{i\Omega t}), \quad (1.14)$$

где k_{cn} – коэффициент теплопроводности. Объемная плотность тепловых источников $Q = \sigma_H |E|^2$. Интенсивность волны

$$I = \frac{1}{2} n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E|^2.$$

Отсюда имеем для скорость диссипации энергии:

$$Q = 2\alpha I_0 e^{-2\alpha z} = \frac{2\sigma_H}{c\sqrt{\epsilon'\epsilon_0}} I_0 e^{-2\alpha z}. \quad (1.15)$$

В формуле (1.15) оператор $\nabla^2 = \Delta$ следует записать в цилиндрической системе координат, что определяется геометрией исследуемых нанообъектов. Коэффициент поглощения, входящий в уравнение теплопроводности, определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{\omega \epsilon''}{c \sqrt{\epsilon'}} = \frac{\omega \epsilon''}{c n}.$$

Например, при $n = 4$ можно получить следующее значение $\alpha = 15,96 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. В свою очередь, проводимость связана с мнимой частью диэлектрической проницаемости формулой $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$, $\epsilon'' = \sigma/\omega\epsilon_0$ ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$).

В цилиндрических координатах скорость диссипации энергии бесселевых световых пучков (БСП) для поглощающих углеродных нанотрубок можно представить следующим образом

$$Q^{TE} = \frac{2|\sigma_H| I_0}{c\sqrt{\epsilon'\epsilon_0}} A^{TE} \exp(-2k_{zz}z), \quad (1.16)$$

где

$$A^{TE} = \frac{c}{4\pi} k_0 \epsilon_\alpha (n_1^2 + n_2^2) \left[\frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) \right],$$

$$|\sigma_H| = \frac{2\pi}{\lambda} |\sigma_{zz}|.$$

Выполнив решение уравнения теплопроводности (1.14) методом функции Грина [17], с учетом (1.16), и основываясь на выражении для угла дефлексии пробного лазерного пучка для случая трансверсальной геометрии взаимодействия (рисунок 1.1)

$$\Phi^T = \frac{1}{n_{\text{эф}}} \frac{dn_{\text{эф}}}{dT} \int \frac{dT(x, y, z, t)}{dx} dy,$$

найдем величину фотодефлекционного сигнала для плотных слоев поглощающих углеродных нанотрубок

$$\Phi(\rho, z, t) = \frac{k_0^4}{2n_{\text{эф}} \sqrt{\pi}} \frac{dn_{\text{эф}}}{dT} Q^{TE} \times \quad (1.17)$$

$$\times \int_0^t \frac{(1 + \cos \Omega t) x}{[w_0^2 + 8\beta_{cn}(t - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2 + 8\beta_{cn}(t - \tau)}} e^{-\alpha_{\text{эф}}^2 \beta_{cn}(t - \tau)} d\tau =$$

$$= \frac{2\sqrt{\pi} k_0^4}{n_{\text{эф}}} \frac{dn_{\text{эф}}}{dT} \frac{|\sigma_{zz}(\omega)| I_0}{\lambda c \sqrt{\epsilon'\epsilon_0}} A^{TE} e^{-2k_{zz}z} \times$$

$$\times \int_0^t \frac{(1 + \cos \Omega t) x}{[w_0^2 + 8\beta_{cn}(t - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2 + 8\beta_{cn}(t - \tau)}} e^{-\alpha_{\text{эф}}^2 \beta_{cn}(t - \tau)} d\tau.$$

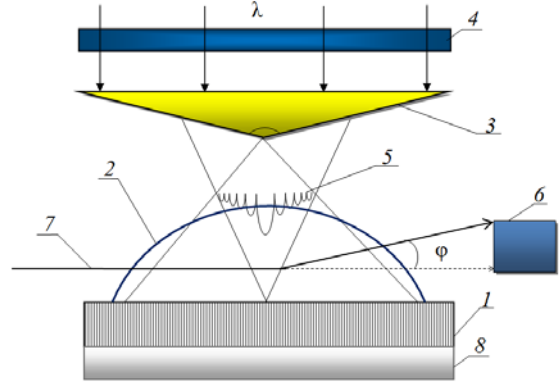


Рисунок 1.1 – Схема регистрации фотодефлекционного сигнала:

- 1 – слой углеродных нанотрубок;
- 2 – «термическая» линза; 3 – аксикон;
- 4 – модулятор; 5 – ТЕ-мода БСП;
- 6 – позиционно-чувствительный фотодетектор;
- 7 – зондирующий луч; 8 – подложка

Выражения для фотодефлекционного отклика для двух видов углеродных нанотрубок типа zigzag и типа armchair легко получить из (1.17), подставив в него соотношения (1.12) и (1.13) соответственно.

Таким образом, амплитуда фотодефлекционного сигнала, определяемая выражением (1.17), сложным образом зависит от диссипативных, геометрических и теплофизических параметров нанотрубок, а также энергетически-временных и поляризационных свойств БСП.

2 Графический анализ

Анализ амплитуды фотодефлекционного сигнала показывает, что величина сигнала осциллирует, спадая по экспоненте с возрастанием радиальной координаты ρ , причем осцилляции для нулевой и более высоких мод происходят в противофазе (рисунок 2.1).

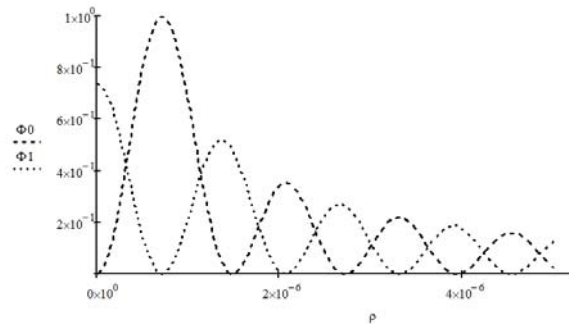


Рисунок 2.1 – Зависимость фотодефлекционного отклика от радиальной координаты ρ для разных мод БСП (1 – $m = 0$; 2 – $m = 1$)

На формирование фотодефлекционного отклика от слоя углеродных нанотрубок сказывается соотношение толщин компонент образца. Как видно из рисунка 2.2, амплитуда фотодефлекционного сигнала симметрична относительно изменения нормированной координаты ($xw = x/w_0$) и экспоненциально спадает аналогично зависимости, представленной в [17].

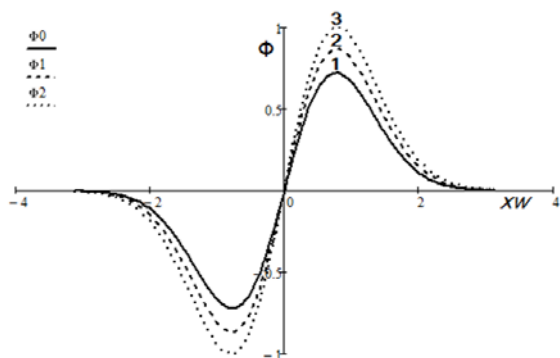


Рисунок 2.2 – Зависимость фотодефлекционного отклика от нормированной координаты $xw = x/w_0$ для разных значений времени
1 – $t = 1$ мс, 2 – $t = 1.25$ мс, 3 – $t = 1.5$ мс

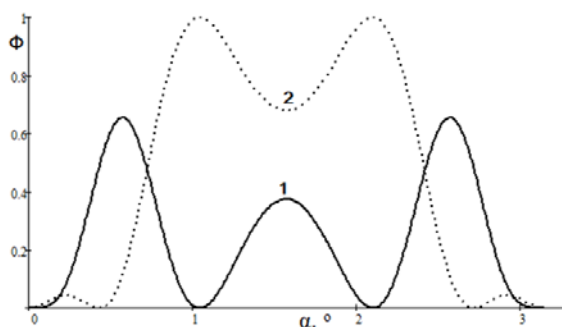


Рисунок 2.3 – Зависимость амплитуды фотодефлекционного сигнала от угла конусности БСП для разных мод (1 – $m = 0$; 2 – $m = 1$)

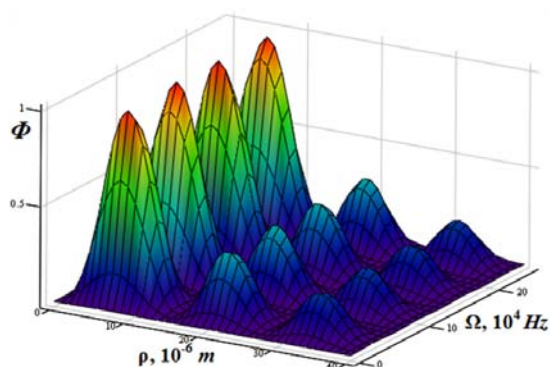


Рисунок 2.4 – Зависимость амплитуды фотодефлекционного сигнала от радиальной координаты и частоты модуляции ($m = 0$)

Ответственный за формирование пространственной структуры бесселевого светового пучка угол конусности аксикона α также весьма существенно

влияет на амплитуду фотодефлекционного сигнала (рисунок 2.3). В зависимости от порядка моды БСП ($m = 0, m = 1$) при определенном значении параметра конусности может наблюдаться максимум или минимум амплитудного значения фотодефлекционного отклика. Таким образом, существует возможность управления величиной фотодефлекционного сигнала путем изменения угла конусности аксикона. Как видно из рисунка 2.4, влияние частоты модуляции БСП на фотодефлекционный отклик не значительно.

Заключение

На основе проведенного анализа выявлена возможность управления амплитудой фотодефлекционного отклика, возбуждаемого БСП. За счет реализации оптических схем с перестраиваемой конусностью бесселевых пучков можно управлять амплитудой фотоакустического сигнала и распределением интенсивности термоупругих полей в слоях углеродных нанотрубок, что достигается путем формирования требуемых поляризационных мод квазибездифракционного светового излучения. Полученные результаты позволяют также предложить метод определения геометрических, диссипативных и теплофизических параметров углеродных нанотрубок типа zigzag и armchair по экспериментально измеренным значениям амплитуды фотодефлекционного отклика, выполненных для разных углов конусности БСП и на различных частотах амплитудной модуляции, поглощаемого исследуемым нанобразцом лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Слепая, Г.Я. Современные тенденции развития нанoeлектромагнетизма: аналит. обзор / НИУ «Ин-т ядерных проблем» БГУ; сост. Г.Я. Слепая, С.А. Максименко, П.П. Кужир. – Минск: Изд. центр БГУ, 2012. – 71 с.
2. Головань, Л.А. Оптические свойства нанокмпозитов на основе пористых систем / Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров // УФН. – 2007. – Т. 177, № 6. – С. 619–638.
3. Елецкий, А. Механические свойства углеродных наноструктур и материалов на их основе / А.В. Елецкий // УФН. – 2007. – Т. 177, № 3. – С. 233–274.
4. Tasaki, S. P-band contribution to the optical properties of carbon nanotubes: Effect of chirality / S. Tasaki, K. Maekawa, Yamabe T. // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 57, № 15. – P. 9301–9318.
5. Щука, А.А. Нанoeлектроника / А.А. Щука // М. Физматкнига. – 2007. – 463 с.
6. Кобаяси, Н. Введение в нанотехнологию / Н. Кобаяси // М. Бином. – 2007. – 134 с.
7. Елецкий, А. Транспортные свойства углеродных нанотрубок / А.В. Елецкий // УФН. – 2009. – Т. 179, № 3 – С. 225–242.

8. *Фотоакустическое преобразование беселевых световых пучков в магнитоактивных сверхрешетках* / Г.С. Митюрин [и др.] // Кристаллография. – 2015. – Т. 60. – № 2. – С. 299–306.
9. *Максименко, С.А.* Электродинамика углеродных нанотрубок / С.А. Максименко, Г.Я. Слепян // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47, №3. – С. 261–280.
10. *Оптоакустический эффект в плотных слоях ориентированных углеродных нанотрубках: использование его для измерения коэффициента поглощения света и толщин пленок* / Грузинская И.С. [и др.] // Акустический журнал. – 2006. – Т. 52, № 3. – С. 330–334.
11. *Carbon nanotubes as photoacoustic molecular imaging agents in living mice* // De la Zerda A. [et al.] // Nat Nanotechnology. – 2008. – Vol. 3, № 9. – P. 557–562.
12. *Давыдов, С.Ю.* Об упругих характеристиках графена и силицена / С.Ю. Давыдов // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – Вып. 1. – С. 172–174.
13. *Упругие характеристики углеродных 2D-супракристаллов в сравнении с графеном* / Р.А. Браже [и др.] // ФТТ. – 2011. – Т. 53. – Вып. 7. – С. 1406–1408.
14. *Харрисон, У.* Электронная структура и свойства твердых тел. / У. Харрисон. – М.: Мир, 1983. – Т. 1. – 381 с.
15. *Браже, Р.А.* Упругие волны в углеродных 2D-супракристаллах / Р.А. Браже, А.А. Каренин, Р.М. Мефтахутдинов // ФТТ. – 2011. – Т. 53. – Вып. 8. – С. 1614–1617.
16. *Браже, Р.А.* Теплопроводность планарных и нанотубулярных супракристаллических структур при температурах ниже температуры Дебая / Р.А. Браже, В.С. Нефёдов // ФТТ. – 2014. – Т. 56. – Вып. 3. – С. 602–606.
17. *Митюрин, Г.С.* Фотодефлекционная спектроскопия магнитоактивных сверхрешеток, облучаемых бессель-гауссовыми световыми пучками / Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, А.Н. Сердюков // ЖПС. – 2015. – Т. 82. – № 2. – С. 260–265.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф14-047).

Поступила в редакцию 18.09.15.