

**Г.С. Митюрин, Е.В. Лебедева, В.В. Свиридова, А.Н.Сердюков**

УО «Гомельский государственный университет  
имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

## **ФОТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СЛОЕ ХИРАЛЬНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК**

### **Введение**

В лазерных фотоакустических методах диагностики структуры различных образцов в качестве источника возбуждения звука находят применение и широко используются бесселевы световые пучки (БСП) [1–4]. В частности, применение бесселевых световых пучков в оптико-акустической микроскопии позволяет эффективно увеличивать фокусную глубину получаемого фотоакустического изображения по сравнению с обычным гауссовым световым пучком. Использование различных видов поляризационных мод БСП объясняется тем, что БСП обладают рядом уникальных свойств, например, бездифракционностью при распространении в пространстве.

Перспективным материалом в различных областях науки и техники являются углеродные нанотрубки (УНТ). Одним из главных достоинств этих структур является возможность управления свойствами создаваемых слоев УНТ путем изменения геометрических размеров и конфигурации нанообъектов. Классическая теория электродинамики не всегда может быть применена

для описания нанотрубок и, следовательно, требуется поиск новых квазиклассических теоретических подходов и исследований, которые позволяли бы решать задачи микро- и макроскопической электродинамики [5], лежащие в основе теоретической базы современной фотоакустической спектроскопии.

Данная работа посвящена построению модели фотоакустического преобразования мод БСП в слое хиральных углеродных нанотрубок для случая пьезоэлектрической регистрации результирующего сигнала.

## 1. Проводимость хиральных углеродных нанотрубок

Проводимость хиральных УНТ в цилиндрических координатах определяется, по аналогии с [5], соотношением (скорость электронов  $v_e \ll c$ ,  $c$  – скорость света):

$$\sigma_{zz}(\omega) = -\frac{2P_0 i e^2}{\pi \hbar \sqrt{n^2 + nm + m^2}} \frac{1}{(\omega + i\nu)} \sum_{s=1}^m v_z^2(p_z, s) \frac{\partial F}{\partial \varepsilon},$$

где выражение для проекции скорости

$$v(p_z) = \frac{\pm \sqrt{3} \gamma_0 a [m \sin(\psi_1 - \psi_2) - n \sin(\psi_1 + \psi_2) - (n + m) \sin 2\psi_2]}{\hbar \sqrt{n^2 + nm + m^2} (1 + 4 \cos \psi_1 \cos \psi_2 + 4 \cos^2 \psi_2)},$$

$$\psi_1(p_z) = \frac{1}{\sqrt{n^2 + nm + m^2}} \left( \frac{3\pi q(n + m)}{2\sqrt{n^2 + nm + m^2}} + \frac{\sqrt{3}a(n - m)}{4\hbar} p_z \right),$$

$$\psi_2(p_z) = \frac{1}{\sqrt{n^2 + nm + m^2}} \left( \frac{\pi q(n - m)}{2\sqrt{n^2 + nm + m^2}} + \frac{\sqrt{3}a(n + m)}{4\hbar} p_z \right).$$

Выражение для проекции вектора скорости электрона на ось  $z$  получено с учетом формулы  $v(p_z) = \partial \varepsilon(\mathbf{p}) / \partial p_z$  [6] и соотношения для распределения энергии в рамках приближения сильной связи, которое учитывает взаимодействие лишь ближайших соседних атомов в гексагональной структуре [5].

## 2. Диссипация энергии бесселевых световых пучков в слое хиральных углеродных нанотрубок

Воздействие бесселевого светового пучка на поглощающий слой хиральных нанотрубок приводит к периодическому изменению температурного поля, которое может быть описано уравнением теплопроводности:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\beta_S} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{2k_S} Q(1 + e^{i\Omega t}), \quad (1)$$

где  $k_{cn}$  – коэффициент теплопроводности.

В уравнении (1)  $Q$  – объемная плотность тепловых источников, которая определяется выражением

$$Q = \sigma_{cn} |E|^2, \quad (2)$$

где  $|\sigma_{cn}| = 2\pi|\sigma_{zz}|/\lambda$  – проводимость слоя УНТ. Подставив в формулу (2) соотношение, описывающее интенсивность волны  $I = 1/2 n\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}|E|^2$ , легко получить скорость диссипации энергии:

$$Q = 2\alpha_0 I_0 e^{-2\alpha_{eff} z} = \frac{2\sigma_{cn}}{c\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0}} I_0 e^{-2\alpha_{eff} z}. \quad (3)$$

Исходя из геометрии хиральных углеродных нанотрубок, в уравнении (1) оператор  $\nabla^2 = \Delta$  целесообразно записать в цилиндрической системе координат. Коэффициент поглощения входящий в (3) определяется следующим образом:

$$\alpha_0 = \frac{\omega \varepsilon''}{c \sqrt{\varepsilon'}} = \frac{\omega \varepsilon''}{c n}.$$

Проводимость связана с мнимой частью диэлектрической проницаемости формулой  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ ,  $\varepsilon'' = \sigma/\omega\varepsilon_0$  ( $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{12}$  ф/м).

Таким образом, в цилиндрических координатах скорость диссипации энергии бесселевых световых пучков (БСП) в слое поглощающих углеродных хиральных нанотрубок можно представить следующим образом:

$$Q^{TE} = \frac{2|\sigma_{cn}|I_0}{c\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0}} \frac{c}{4\pi} k_0 \varepsilon_\alpha (n_1^2 + n_2^2) \left[ \frac{m^2}{(qr)^2} J_m^2(qr) + J_m'^2(qr) \right] \exp(-\alpha_{eff} z), \quad (4)$$

где  $\alpha = 2k_{zz}$ .

### 3. Расчет результирующего фотоакустического сигнала

Определим амплитуду фотоакустического сигнала, возникающего в слое хиральных УНТ при облучении ТЕ-модой БСП, основываясь на использовании пьезоэлектрического метода регистрации сигнала в соответствии со схемой, приведенной на рисунке 1.

Считая границы системы «образец-пьезодетектор» свободными:  $\sigma(D=0)=0$ ,  $\sigma(l_1=0)=0$ , а также используя методику, описанную в [7], найдем выражение для напряжения холостого хода  $V^{TE}$  на пьезопреобразователе

$$V^{TE} = \frac{e}{\varepsilon^S} (U_P|_{z=l_1} - U_P|_{z=0}) = \frac{e}{\varepsilon^S} Z R^{TE}. \quad (5)$$

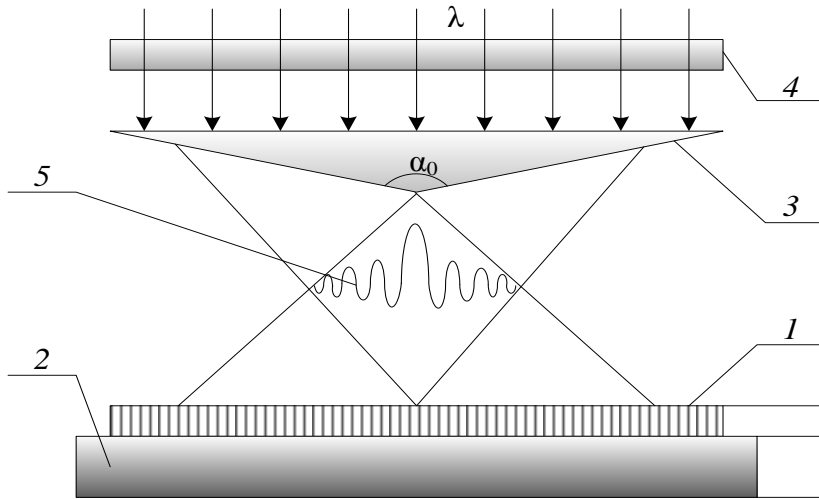


Рисунок 1 – Схема регистрации фотоакустического сигнала;  
 1 – слой углеродных нанотрубок; 2 – пьезоэлектрический детектор;  
 3 – аксикон; 4 – модулятор; 5 – бесселев световой пучок

В соотношении (5) множитель

$$Z = \frac{\sin^2(k_1 \Delta l / 2)}{m_0 \sin k_1 \Delta l \cos kl + \cos k_1 \Delta l \sin kl} \quad (6)$$

описывает чисто акустические свойства системы «слой углеродных нанотрубок – пьезодетектор», а множитель  $R^{TE}$

$$R^{TE} = \frac{\overline{E}^{TE} B_0 k}{(\lambda_l + 2\mu_l) k_S \sigma_S^2 \alpha_{ef}} \left[ \frac{1 + \mu_1 + \mu_2^2 + \mu_3^2}{(1 + \mu_1) \cdot (1 + \mu_2^2) \cdot (1 + \mu_3^2)} \right] \quad (7)$$

определяет диссипативные, диэлектрические, теплофизические и термоупругие свойства исследуемого образца, а также поляризационные и энергетические параметры БСП.

В выражениях (5)–(7) введены следующие обозначения:  $U(z)$ ,  $U_p(z)$  – упругие смещения в слое УНТ и пьезопреобразователе;  $v_{cn}$ ,  $v_p$  – скорости упругих продольных волн,  $B_0$  – объемный модуль упругости,  $c^T = \lambda_l + 2/3 \mu_l$ ,  $\lambda_l$ ,  $\mu_l$  – коэффициенты Ламэ,  $a_0$  – коэффициент объемного теплового расширения,  $\sigma$  – упругие напряжения,  $\sigma_S = (1 - i)a_S$ ,  $a_S = (\Omega/2\beta_{cn})^{1/2}$  – эффективный коэффициент термической диффузии образца,  $\beta_{cn}$  – эффективный коэффициент температуропроводности образца,  $\mu_1 = \alpha_{eff}/\sigma_S$ ,  $\mu_2 = k/\sigma_S$ ,  $\mu_3 = k/\alpha_{eff}$ ,  $k_1 = \Omega/v_p$  – волновое число упругой волны в пьезопреобразователе,  $k = \Omega/v_{cn}$  – волновое число звуковой волны в образце,  $m_0 = (k_1 c^D)/(k c^T)$ ,  $c^D = c^E (1 + e^2/\epsilon^S c^E)$ ,  $c^E$  – коэффициент жесткости пьезоэлектрика,  $e$  – пьезомодуль,  $\epsilon^S$  – диэлектрическая проницаемость пьезокристалла:

$$\bar{E}^{TE} = \eta a_t \alpha_{ef} E^{TE}, \quad E^{TE} = A^{TE} / (\alpha_{ef}^2 - \sigma_S^2), \quad (8)$$

$$A^{TE} = \frac{2|\sigma_{cn}|I_0}{c\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0}} \frac{c}{4\pi} k_0 \varepsilon_\alpha (n_1^2 + n_2^2) \left[ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(qr) + J_m'^2(qr) \right], \quad (9)$$

$J'_m(q\rho) = \partial J_m(q\rho) / \partial \rho$  – производная от функции Бесселя по радиальной координате  $\rho$ .

Анализ выражения (5) для амплитуды фотоакустического сигнала показал наличие резонансных пиков в области гигагерцевых частот (рисунок 2).

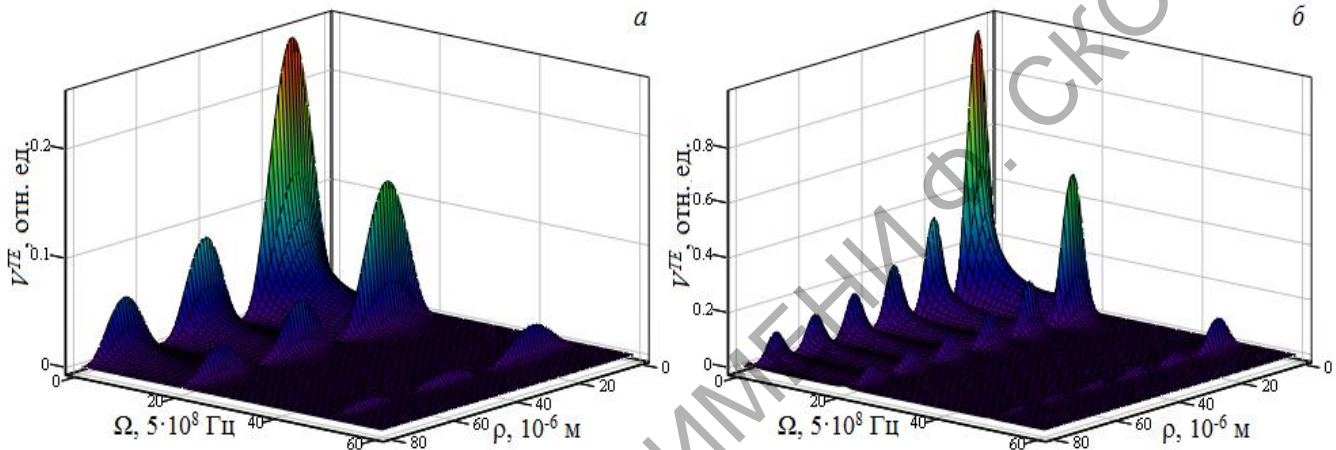


Рисунок 2 – Зависимость амплитуды фотоакустического сигнала от радиальной координаты  $\rho$  и частоты модуляции БСП  $\Omega$ ;  $a$  – угол конусности БСП  $\alpha = 1^\circ$ ;  $b$  – угол конусности БСП  $\alpha = 2^\circ$

Из рисунка 2 также видно, что увеличение угла конусности БСП влияет на частоту проявления резонансных пиков в зависимости от радиальной координаты  $\rho$ . Управление амплитудой результирующего сигнала, возникающего вследствие модулированного поглощения светового пучка, может быть реализовано путем использования схем регулирования угла конусности БСП, действующих на основе электрооптического эффекта Погкельса [8, 9].

Таким образом, в работе построена модель фотоакустического преобразования в слое хиральных углеродных нанотрубок, облучаемых ТЕ-модой беселевого светового пучка.

## Литература

1. Mityurich G.S. Thermo-optical sound generation by Bessel light beams in non-linear crystals / G.S. Mityurich [et al.] // Int. J. Thermophys. – 2011. – Vol. 32. – № 4. – P. 844–851.
2. Shi, J. Bessel-beam Grueneisen relaxation photoacoustic microscopy with ex-

tended depth of field / J. Shi [et al.] // Journal of Biomedical Optics. – 2015. – Vol. 20. – № 11. – P. 116002-1–116002-6.

3. Planchon, T.A. Rapid three-dimensional isotropic imaging of living cells using Bessel beam plane illumination / T.A. Planchon [et al.] // Nat Methods. – 2011. – Vol. 8. – № 3. – P. 417–423.

4. Zhao, T. Multicolor 4D fluorescence microscopy using ultrathin Bessel light sheets / T. Zhao [et al.] // Scientific Reports. – 2016. – Vol. 6. – P. 26159-1–26159-5.

5. Максименко, С.А. Электродинамика углеродных нанотрубок / С.А. Максименко, Г.Я. Слепян // Радиотехника и радиоэлектроника. – 2002. – Т. 47. – № 3. – С. 261–280.

6. Митюрин, Г.С. Фотодефлекционный сигнал, генерируемый бесселевым световым пучком в плотном слое углеродных нанотрубок / Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, А.Н. Сердюков. // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – Т. 25. – № 4. – С. 20–27.

7. Mityurich, G.S. Photoacoustic transformation of Bessel light beams in magnetoactive superlattices / G.S. Mityurich, E.V. Chernenok, V.V. Sviridova, A.N. Serdyukov // Crystallography Reports. – 2015. – Vol. 60. – № 2. – P. 273–279.

8. Устройство управляемой термооптической генерации акустической волны: пат. 10757u Респ. Беларусь, МПК(2006.01) G10K 11/00 / Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, А.Н. Сердюков; заявитель ГГУ им. Ф. Скорины. – № u 20150083; заявл. 09.09.2015; опубл. 30.09.2015 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2015. – № 4. – С. 146.

9. Устройство управляемой лазерной генерации звука: пат. 10757u Респ. Беларусь, МПК(2006.01) G10K 11/00 / Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, А.Н. Сердюков; заявитель ГГУ им. Ф. Скорины. – № u 20150083; заявл. 06.11.2015; опубл. 30.04.2016 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2016. – № 2. – С. 162–163.