Заключение. Таким образом, для изучения свойств нанотрансивера расмотрен параметр его эффективности, который задает коэффициент усиления рассеяния фотонов в металло-диэлектрических нанотрансиверах, коэффициент усиления фотолюминесценции в диэлектрических нанотрансиверах и его максимально возможное значение в металло-диэлектрических устройствах, достигающееся при предельно низком собственном квантовом выходе фотолюминесценции излучателя. С его помощью определена эффективность простейших нанотрансиверов для фотолюминесцентной визуализации инфракрасного излучения и двухфотонной флуоресцентной микроскопии.

Литература

1. Гапоненко, С. В. Оптические нанотрансиверы в фотонике / С. В. Гапоненко, Т. А. Ефимова // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2024. – Т. 68, №. 4. – С. 288–295.

2. Diaspro, A. Two-photon fluorescence excitation and related techniques in biological microscopy / A. Diaspro, G. Chirico, M. Collini // Quarterly reviews of biophysics. – 2005. – Т. 38, №. 2. – С. 97–166.

3. Stratton, J. A. Electromagnetic theory / J. A. Stratton. – John Wiley & Sons, 2007 – 616 с.

4. Gaponenko, S. V. Introduction to Nanophotonics / S.V. Gaponenko. – Cambridge, 2010 – 465 с.

5. Klimov, V. V Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies / V. V. Klimov, M. Ducloy, V. S. Letokhov / Quantum Electronics. – 2001. – Т. 31, №. 7. – С. 569.

Е. Д. Головин, В. Н. Капшай, А. А. Шамына
Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
г. Гомель, Республика Беларусь

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ДИСКОВИДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ВЕНТЦЕЛЯ–КРАМЕРСА–БРИЛЛЮЭНА

Введение. Генерация второй гармоники (ГВГ) является уникальным нелинейно-оптическим явлением, при котором, в ходе взаимодействия волн с нелинейным материалом, происходит генерация новых волн с удвоенной частотой. Это явление широко используется в различных научных и технологических применениях, включая биомедицинскую визуализацию и оптическую коммуникацию. Одним из интересных аспектов явления ГВГ является его реализация в наноструктурах, использующих, например, дисковидные частицы. В данной статье рассматривается генерация второй гармоники в поверхностном слое дисковидной частицы в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ). Этот метод позволяет исследовать нелинейные оптические свойства наноструктур с высокой точностью и предсказывать их поведение в различных условиях. Целью настоящей работы является аналитическое описание данного явления.

Постановка задачи и фазы падающей и генерируемой волн. Пусть на цилиндрическую диэлектрическую частицу с радиусом основания a и высотой h ($h << a$), покрытую нелинейным слоем толщиной d_0, падает плоская электромагнитная волна с циклической частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}^{(\omega)}$. Отношение показателя преломления частицы к показателю преломления среды на частоте ω обозначим η_ω. Получим теоретически формулу для вычисления напряжённости поля второй гармоники, генерируемого в нелинейном поверхностном слое частицы, используя приближение ВКБ.

В данной задаче генерацией излучения от боковой поверхности частицы можно пренебречь, поэтому будем рассматривать генерацию в слоях на торцах частицы. Найдём выражение для вектора электрической напряжённости волны, падающей на поверхность частицы, с учётом сдвига фазы.

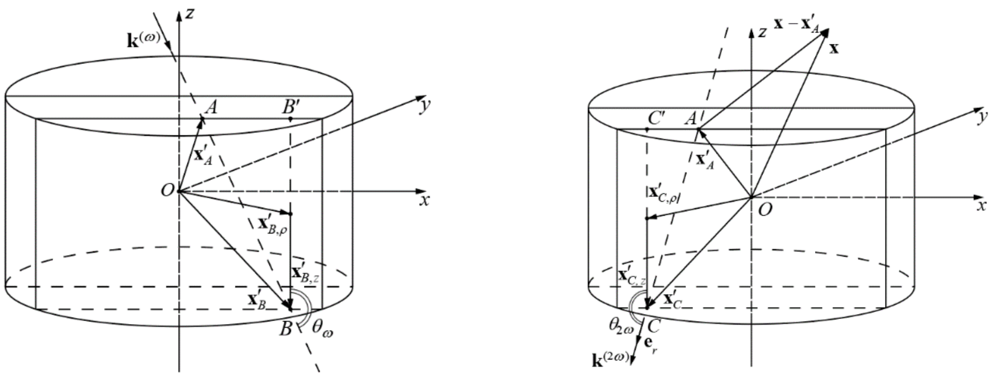
Рассмотрим произвольный луч падающей электромагнитной волны с циклической частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}^{(\omega)}$, лежащий в плоскости, параллельной плоскости *xOz*, и проходящий через торцы частицы в точках *A* и *B* (рисунок 1(а)). При рассмотрении траектории луча *AB* не будем учитывать преломление электромагнитных волн на границах раздела сред [1]. Тогда фазы в точках *A* и *B* соответственно равны $\varphi_A^{(\omega)}(\mathbf{x}'_A) = \mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}'_A$ и $\varphi_B^{(\omega)}(\mathbf{x}'_B) = \mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}'_B + \Delta\varphi^{(\omega)}$, соответственно, где $\Delta\varphi^{(\omega)}$ – сдвиг фазы, вызванный прохождением волны через среду с показателем преломления, отличным от показателя преломления окружающей среды. Рассматривая сечение в форме прямоугольника, параллельного плоскости *xOz*, запишем выражения для сдвига фаз и фазы в точке *B*:

$$\Delta\varphi^{(\omega)}(\mathbf{x}'_B) = 2(\eta_z - 1)\mathbf{k}_\rho^{(\omega)}\mathbf{x}'_B\left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|}\right)^2, \tag{1}$$

$$\varphi_B^{(\omega)}(\mathbf{x}'_B) = \mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}'_B + 2(\eta_\omega - 1)\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}'_B\left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|}\right)^2. \tag{2}$$

Далее подберём такое обобщающее выражение для фазы, чтобы её значение в точке *A* было равно $\varphi_A^{(\omega)}$, а в точке *B* – $\varphi_B^{(\omega)}$:

$$\varphi^{(\omega)}(\mathbf{x}') = \mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}' + (\eta_\omega - 1)(\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}' + |\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}'|)\left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|}\right)^2. \tag{3}$$



а) б)

Рисунок 1 – Схемы распространения волн через торцевые поверхности дисковидной цилиндрической частицы:
(а) волновой вектор падающей волны; (б) волновой вектор генерируемой волны

Определим фазу генерируемой волны. Пусть в поверхностном слое частицы генерируется волна, волновой вектор которой параллелен вектору $\mathbf{e}_r$. Единичный вектор $\mathbf{e}_r$ является встречным к направлению наблюдения, производящемуся из дальней зоны (рисунок 1 (б)).

Фаза волны, пришедшей из точки *C* к наблюдателю, находящемуся в дальней зоне, равна $\varphi_C^{(2\omega)}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'_C) = k_{2\omega}|\mathbf{x} - \mathbf{x}'_C|$, где $k_{2\omega}$ – модуль волнового вектора $\mathbf{k}^{(2\omega)}$ генерируемой волны. Фаза генерируемой волны, пришедшей к наблюдателю из точки *A*, равна $\varphi_A^{(2\omega)}(\mathbf{x},\mathbf{x}'_A)=k_{2\omega}|\mathbf{x}-\mathbf{x}'_A|+\Delta\varphi^{2\omega}$. Здесь $\mathbf{x}$ – вектор, определяющий положение наблюдателя относительно начала координат, а векторами $\mathbf{x}'_C$ и $\mathbf{x}'_A$ определено положение элементов поверхности цилиндрической частицы (точек *C* и *A* соответственно) относительно начала координат. Аналогично предыдущим рассуждениям, запишем выражения для сдвига фазы и фазы в точке *A* для генерируемой волны:

$$\Delta\varphi^{(2\omega)}(\mathbf{x}'_A)=-2(\eta_{2\omega}-1)\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'_A\left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|}\right)^2, \tag{4}$$

$$\varphi_A^{(2\omega)}(\mathbf{x},\mathbf{x}'_A)=k_{2\omega}|\mathbf{x}-\mathbf{x}'_A|-2(\eta_{2\omega}-1)\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'_A\left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|}\right)^2. \tag{5}$$

Так как скалярное произведение $\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'_A$ отрицательное, а сдвиг фазы должен быть положительным, в выражении присутствует знак минус. Аналогично предыдущим рассуждениям, объединим полученные выражение для фаз в точках *C* и *A* и воспользуемся приближением дальней зоны [2]:

$$\varphi^{(2\omega)}(\mathbf{x},\mathbf{x}')=k_{2\omega}|\mathbf{x}|-\mathbf{k}^{(2\omega)}\mathbf{x}'+(\eta_{2\omega}-1)(-\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'+|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}\mathbf{x}'|)\left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|}\right)^2. \tag{6}$$

Выражения для вектора напряжённости электрического поля второй гармоники. Для определения напряжённости электрического поля генерируемой волны запишем выражения для напряжённостей падающих электромагнитных волн, с учётом (3):

$$\mathbf{E}^{(\omega)}(\mathbf{x}')=\frac{2}{\eta_\omega+1}\mathbf{e}^{(\omega)}E_\omega\exp\left(i\mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}'+i(\eta_\omega-1)(\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}'+|\mathbf{k}_z^{(\omega)}\mathbf{x}'|)\left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|}\right)^2\right), \tag{7}$$

Для удобства в (7) опущена временная часть.

Причиной генерации второй гармоники в дипольной модели является наличие нелинейной части поляризации [3]. Учитывая (6) и (7), запишем выражение для компонент вектора напряжённости электрического поля генерируемого излучения:

$$E_i^{(2\omega)}(\mathbf{x})=\left(\frac{2}{\eta_\omega+1}\right)^2\mu_{2\omega}\frac{(2\omega)^2}{c^2}\frac{\exp(ik_{2\omega}r)}{r}E_\omega^2(\delta_{im}-e_{r,i}e_{r,m})e_j^{(1)}e_k^{(2)}\times$$

$$\times\left[\int_0^a\rho'd\rho'\int_0^{2\pi}\exp(iq_\rho\rho'\cos\varphi')d\varphi'\int_{h/2}^{h/2+d_0}\exp[i\Phi(z')]\chi_{ijk}^{(2)}(z')dz'+\right. \tag{8}$$

$$\left.+\int_0^a\rho'd\rho'\int_0^{2\pi}\exp(iq_\rho\rho'\cos\varphi')d\varphi'\int_{-h/2-d_0}^{-h/2}\exp[i\Phi(z')]\chi_{ijk}^{(2)}(z')dz'\right],$$

где $\Phi(z')$ определяется следующим образом:

$$\Phi(z') = q_z z' + (\eta_{2\omega} - 1)(-k_z^{(2\omega)} z' + |k_z^{(2\omega)} z'|)\left(\frac{|\mathbf{k}^{(2\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(2\omega)}|}\right)^2 + $$
$$+ 2(\eta_\omega - 1)(k_z^{(2\omega)} z' + |k_z^{(2\omega)} z'|)\left(\frac{|\mathbf{k}^{(\omega)}|}{|\mathbf{k}_z^{(\omega)}|}\right)^2 . \quad (9)$$

Вычисляя интегралы по z', ρ' и φ', получим выражение для напряжённости:

$$E_i^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = \pi\mu_{2\omega} \frac{(2\omega)^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{2\omega} r)}{r} a^2 d_0 E_\omega^2 (\delta_{im} - e_{r,i} e_{r,m}) \mathrm{X}_{mjk}^{(2\omega)} e_j^{(\omega)} e_k^{(\omega)}, \quad (10)$$

где $\mathrm{X}_{mjk}^{(2\omega)}$ – эффективная восприимчивость, которая определяется по формуле

$$\mathrm{X}_{mjk}^{(2\omega)} = \left(\frac{2}{\eta_\omega + 1}\right)^2 [\exp(i\Phi(h/2))\chi_{mjk}^{(2)}(h/2) + $$
$$+ \exp(i\Phi(-h/2))\chi_{mjk}^{(2)}(-h/2)][J_0(q_\rho a) + J_2(q_\rho a)]. \quad (11)$$

Оценка применимости модели и визуализация полученного решения. При описании нелинейной генерации на основе предложенной ранее модели, мы пренебрегаем боковой и частью торцевой поверхностями. На рисунке 2 эти части поверхности обозначены серым цветом. Оценим диапазон значений зенитного угла θ, в котором можно использовать нашу модель. Обозначим границы диапазона для θ символами θ_{min} (рисунок 2(а)) и θ_{max} (рисунок 2(б)).

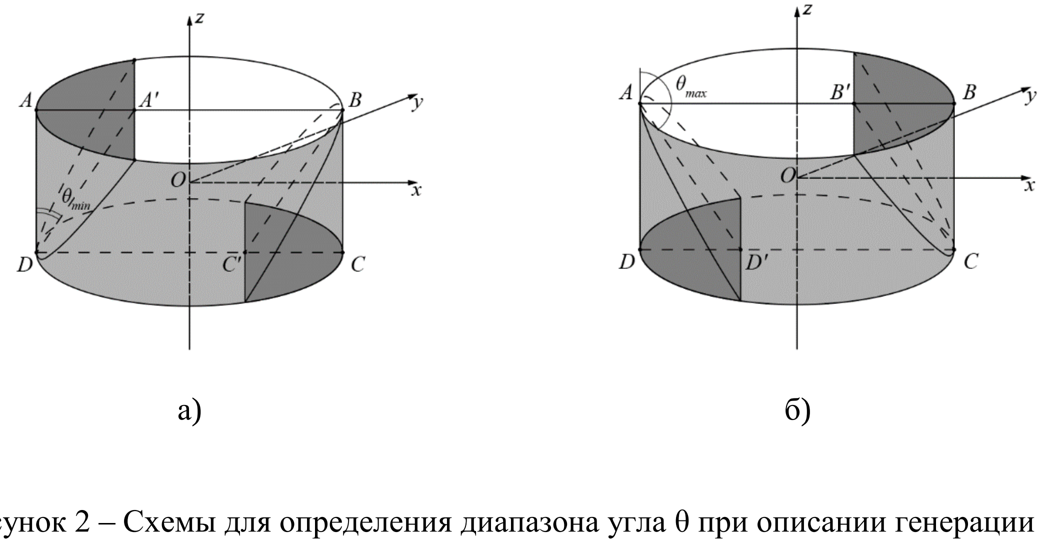


Рисунок 2 – Схемы для определения диапазона угла θ при описании генерации излучения второй гармоники дисковидной частицей: (а), (б) – трёхмерные схемы частицы

Пусть S – площадь всей поверхности частицы, а S' – площадь поверхности, которой мы пренебрегаем. Будем считать, что генерацией излучения второй гармоники от поверхности с площадью S' можно пренебречь, если доля этой площади не более ε от площади полной поверхности S:

$$S' / S \le \varepsilon. \tag{12}$$

Из условия (12) можно получить уравнение относительно граничного значения угла θ_{min}:

$$\frac{2\arccos\left(1-\eta\,\mathrm{tg}\theta_{min}\right)-\sin\left(2\arccos\left(1-\eta\,\mathrm{tg}\theta_{min}\right)\right)+2\pi\eta}{2\pi\eta+2\pi}=\varepsilon, \tag{13}$$

где $\eta = h/a$. Численным решением этого уравнения можно определить граничное значение угла θ_{min}. Второй граничный угол θ_{max} является смежным с углом θ_{min}, то есть $\theta_{max} = \pi - \theta_{min}$. В результате получим следующий диапазон углов:

$$\theta \in [0,\ \theta_{min}] \cup [\theta_{max},\ \pi]. \tag{14}$$

Для величин η и ε справедливо следующее соотношение

$$0 < \eta \le \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}. \tag{15}$$

Изобразим на рисунке 3 зависимости углов θ_{min} и θ_{max} от величины η при различных значениях ε.

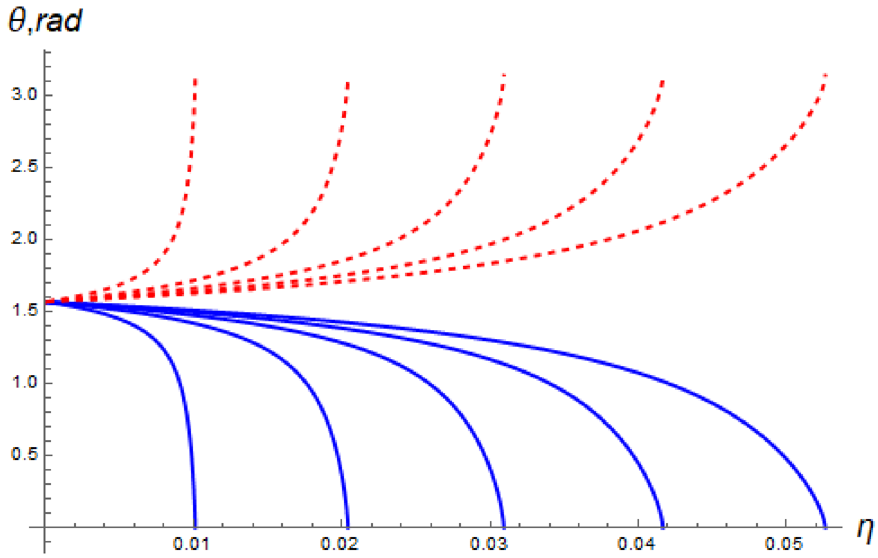


Рисунок 3 – Зависимость углов θ_{min} (сплошные кривые синего цвета) и θ_{max} (пунктирные кривые красного цвета) от величины η; слева направо: ε = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04; 0,05

Для визуального представления полученного решения введём величину $s^{(2\omega)}(\theta, \varphi)$, которая прямо пропорциональна вектору Умова-Пойнтинга генерируемой волны, согласно соотношениям

$$s^{(2\omega)}(\theta,\varphi) = |(1-\mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r)\mathbf{f}^{(2\omega)}(\theta,\varphi)|^2,$$
$$f_i^{(12)}(\theta,\varphi) = \mathrm{X}_{ijk}^{(2\omega)}(\theta,\varphi)\, e_j^{(\omega)} e_k^{(\omega)}. \tag{16}$$

Диаграмма направленности генерируемого излучения в поверхностном слое дисковидной частицы, полученная в приближении ВКБ представлена на рисунке 4.

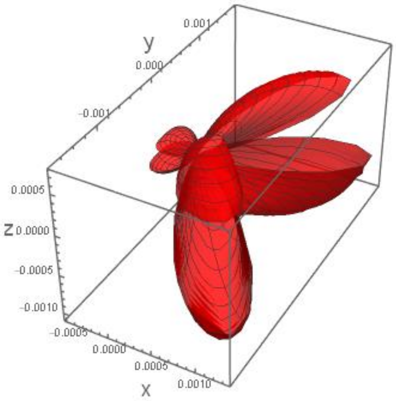


Рисунок 4 – Диаграмма направленности излучения второй гармоники, генерируемого одновременно с двух торцов покрытой оптически нелинейным слоем дисковидной частицы, рассчитанная на основе модели ВКБ

При построении диаграммы направленности использовались следующие параметры: $\varepsilon = 0{,}05$, $k_{\omega} = 3{,}24k_{2\omega}$, $k_{2\omega}a = 2{,}5$, $k_{2\omega}h = 0{,}1$, $\sigma = 0{,}5$, $\theta = \pi/8$, $\varphi = 0{,}1$, $\chi_2^{(2)} \neq 0$, $\chi_{1,3-7}^{(2)} = 0$, $\theta_{min} = 1{,}08\ rad$, $\theta_{max} = 2{,}06\ rad$.

Заключение. В работе предложена модель генерации второй гармоники в поверхностном слое диэлектрической дисковидной частицы с использованием приближения ВКБ. На основе описанной модели с использованием численного интегрирования можно определить напряжённость электрического поля генерируемого излучения и использовать полученные результаты при планировании экспериментального исследования генерации второй гармоники в поверхностном слое диэлектрических частиц цилиндрической формы.

Литература

1. Size dependence of second-harmonic generation at the surface of microspheres / S. Viarbitskaya [et al.] // Physical Review A. – 2010. – Vol. 81, № 5. – P. 053850.

2. Капшай, В. Н. Генерация второй гармоники от тонкого сферического слоя и условия отсутствия генерации / В. Н. Капшай, А. А. Шамына // Оптика и спектроскопия. – 2017 – Т. 123, № 3 – С. 416–429.

3. Шамына, А. А. Генерация второй гармоники от тонкого цилиндрического слоя. I. Аналитическое решение / А. А. Шамына, В. Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, № 6. – С. 724–731.

А. А. Голуб, В. Н. Навныко, В. В. Давыдовская, А. В. Федорова
Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина,
г. Мозырь, Республика Беларусь

ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА И ФОТОУПРУГОСТИ НА КОГЕРЕНТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАУССОВЫХ (1+1)D СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛЕ $Bi_{12}SiO_{20}$

Введение. Когерентное взаимодействие двух одномерных (1+1)D одинаково линейно поляризованных гауссовых пучков, распространяющихся параллельно друг другу в кристалле типа силленита $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), было впервые экспериментально изучено и теоретически интерпретировано в пренебрежении оптической активностью кристалла в [1].