

развития науки, техники и технологии, 27 марта 2020 г. / ЧУДПО «НИОЦ» ; под общ. ред. Е. А. Назарова. – Казань: ЧУДПО «НИОЦ», 2020. – С. 64–69.

2. Орлов, Ю. Л. Минералогия алмаза. – Изд. 2-е. – Москва : Академия наук СССР Минералогический музей им. А. Е. Ферсмана, 1984. – 170 с.

3. Lawrence S. Pan, Don R. Cania. Diamond: Electronic Properties and Applications. Kluwer Ac. Pub., 1994. – P. 176–192.

4. Новикова, Н. В. Свойства алмаза / Н. В. Новикова. – Киев : Наукова думка, 1987. – 120 с.

УДК 535.421

ФАЗОВАЯ СТРУКТУРА ФОТОННЫХ НАНОСТРУЙ В ДИФРАКЦИОННЫХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Полецук Н.Н., Рудницкий А.С.

*Белорусский государственный университет
Минск, Республика Беларусь*

Аннотация. Получены численные решения строго поставленной двумерной задачи дифракции волнового поля на диэлектрическом стержне квадратного сечения. На их основе сформулированы условия образования фотонных наноструй в ближней зоне дифракционного волнового поля. Исследованы зависимости амплитудных и фазовых характеристик фотонных наноструй от структуры экспонирующего поля.

Ключевые слова: дифракция, фотонная наноструя, диэлектрическая частица, суперпозиция плоских волн, интерференционный параметр.

PHASE STRUCTURE OF PHOTONIC NANOJETTS IN DIFFRACTION WAVE FIELDS OF ISOLATED DIELECTRIC PARTICLES

Poleschuk N., Rudnitsky A.

*Belarusian State University
Minsk, Belarus*

Abstract. Rigorous two-dimensional numerical solutions are obtained for the fields of wave diffraction by an infinite dielectric rod of square cross section. These solutions provide the opportunity to formulate the conditions for the photonic nanojets generation in the near zone of diffraction field. Amplitude and phase characteristics of photonic nanojets are investigated in dependence of the exposing field structure.

Key words: diffraction, photonic nanojet, dielectric particle, plane waves superposition, interference parameter.

*Адрес для переписки: Полецук Н.Н., ФРФУКТ, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
e-mail: polestchuk@bsu.by*

На эффект формирования фотонных наноструй (ФНС) впервые было обращено внимание в работе [1] при изучении пространственной структуры ближнего поля рассеяния светового пучка на прозрачном кварцевом цилиндре микронных размеров. Спецификой ФНС является достаточно высокая пространственная локализация волнового поля в поперечном к направлению распространения падающего излучения сечении, что приводит к субволновым размерам фотонного потока. Это свойство ФНС и представляет интерес для практического применения их в нанопотонике, биологии, медицине, нанoeлектронике, системах хранения данных и в других областях науки и техники. Сообщается о возможности создания сенсоров высокого пространственного разрешения (нанометровый масштаб) [2], оптического скальпеля для прецизионной хирургии, оптического пинцета для манипулирования нанообъектами; возможна разработка устройств хранения данных с ультравысокой плотностью записи информации и технологии

безмасочного (прямого) нанесения нанощаблонов на поверхность фотосенсоров [3].

Большинство известных теоретических результатов исследования ФНС относятся к цилиндрическим и сферическим частицам и получены на основе соответствующих аналитических решений дифракционных задач. В работе [4] на их основе показано, что, варьируя оптический контраст оболочек сферической частицы, можно управлять параметрами ФНС. При исследовании фотонных наноструй на частицах более сложной формы используются численные методы [5]. В работе [6] показано, что при экспонировании диэлектрической частицы суперпозицией плоских волн наблюдается эффект формирования нескольких фотонных наноструй.

В данной работе исследуется зависимость прежде всего фазовых параметров ФНС от структуры падающего волнового поля на примере двумерной задачи дифракции суперпозиции двух плоских волн на диэлектрическом стержне квадратного сечения. Размеры сечения в длинах

волн равны $1 \leq x \leq 2, 1 \leq z \leq 2$. Падающее волновое поле запишем в виде

$$u_0(x, z) = A_1 u_1(x, z) + A_2 u_2(x, z),$$

$$u_1(x, z) = \exp[-ikx(\cos(\theta - \gamma) + z \sin(\theta - \gamma))], \quad (1)$$

$$u_2(x, z) = \exp[-ikx(\cos(\theta + \gamma) + z \sin(\theta + \gamma))].$$

Компоненты магнитного поля не выписываются. Исходное интегральное уравнение представим в виде

$$u(r) = u_0(r) + \int_S u(r') K(r, r') dr', \quad (2)$$

$$K(r, r') = -0,25k^2(\varepsilon - 1) i H_0^{(2)}(k|r - r'|).$$

Искомой величиной является дифракционное волновое поле. Его характеристики зависят от входящих в интегральное уравнение параметров: формы S , диэлектрической проницаемости ε и падающего волнового поля u_0 . При выполнении численных расчетов полагали $A_1 = A_2 = 0,5$, $\theta = \frac{\pi}{4}$, диэлектрические проницаемости материалов внутри и вне частицы равны 2 и 1 соответственно. Экспонирующая волна распространяется вдоль диагонали $x = z$ с периодически изменяющейся в ортогональном направлении амплитудой. Взаимосвязь между угловым параметром γ и нормированной на длину волны шириной интерференционных полос d определяется соотношением

$$d = \frac{1}{2 \sin \gamma}. \quad (3)$$

Исследованы распределения интенсивности и фазы дифракционного волнового поля внутри частицы и вне ее на расстоянии длины волны от поверхности для трех значений интерференционного параметра γ . На рисунках представлены распределения интенсивности и фазы дифракционного волнового поля при значении интерференционного параметра $\gamma = \pi/8$.

Из рисунков следует, что при распространении экспонирующей волны по диагонали квадратной частицы с диэлектрической проницаемостью равной 2 и с размерами порядка длины волны область повышенной интенсивности волнового поля формируется вблизи вершины угла с внешней стороны на острие поверхности. Линии равных фаз в этой области вытянуты поперечно к направлению распространения экспонирующего поля. Это означает, что градиент эйконала волнового поля параллелен или отклонен на небольшой угол к направлению распространения, то есть от диагонали частицы. Лучи ориентированы в том же направлении.

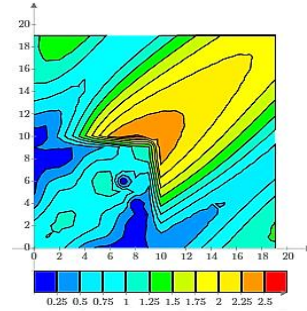


Рисунок 1 – Распределение амплитуды волнового поля в ближней зоне дифракции

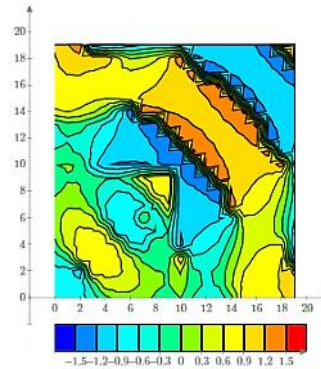


Рисунок 2 – Распределение фазы волнового поля в ближней зоне дифракции

Литература

1. Chen, Z. Potonicnanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Optics Express. – 2004. – № 12(7). – P. 1214–1220.
2. Chen, Z. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Optics Express. – 2005. – № 13. – P. 526–533.
3. Сойфер, В. А. Дифракционная нанофотоника и перспективные информационные технологии / В. А. Сойфер // Вестн. РАН. – 2014. – Т. 84, № 1. – С. 11–22.
4. Гейнц, Ю. Э. Эффект фотонных наноструй в многослойных микронных сферических частицах / Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, Е. К. Панина // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41, № 6. – С. 520–525.
5. Минин, И. В. Фотоника изолированных диэлектрических частиц произвольной трехмерной формы – новое направление оптических информационных технологий / И. В. Минин, О. В. Минин // Вестник Новосибир. гос. ун-та. – 2014. – Т. 12, вып. 4. – С. 59–70.
6. Полещук, Н. Н. Численное моделирование фотонных наноструй в дифракционных полях диэлектрических частиц / Н. Н. Полещук, А. С. Рудницкий // «Приборостроение–2020»: материалы 13-й МНТК, 18–20 ноября 2020 г., Минск, Республика Беларусь. – Минск: БНТУ, 2020. – С. 290.