

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ РЕШЕТОЧНАЯ «НЕВИДИМОСТЬ» РЕЗОНАНСНОГО МЕТАКРИСТАЛЛА ИЗ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР В ФОРМЕ ОКТАЭДРА

Козарь А.И.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

61166, Харьков, пр. Науки, 14

тел.: +38057-7021345, E-mail: fizika@kture.kharkov.ua

Solution and analysis of a problem on electromagnetic lattice "invisibility" of the resonance crystal made of magnetodielectric spheres in the form of octahedron with a cubic crystal lattice are presented.

Введение

Проблема моделирования явления «невидимости» физических тел в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн является серьезным направлением исследований в прикладной электродинамике. В предлагаемом сообщении анализируются свойства ограниченного метакристалла в форме октаэдра с кубической решеткой, когда в нем возбужден структурный (решеточный) резонанс, при котором возникает явление электромагнитной решеточной «невидимости».

Здесь рассматривается случай эквивалентный рентгеновской оптике кристаллов, когда $a/\lambda' \ll 1$; $a/\lambda_g \sim 1$, $d, h, l/\lambda' \sim 1$; где a – радиус сфер; λ', λ_g – длины рассеиваемой волны вне и внутри сфер, d, h, l – постоянные решетки. Решение задачи получено на основе интегральных уравнений электродинамики Фредгольма 2-го рода [1, 2, 3, 4].

Приведенные в сообщении численные результаты справедливы не только для макро-, но и для микро- и нанослучаев, если геометрические характеристики данных домножить на переводные коэффициенты, на 10^{-4} или 10^{-7} , соответственно.

Основная часть

Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателей определим через электрический $\vec{\Pi}^e$ и магнитный $\vec{\Pi}^m$ потенциалы Герца пространственной решетки [1, 2, 3]

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{расс}} &= (\nabla\nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^e - ik \mu_0 [\nabla, \vec{\Pi}^m], \\ \vec{H}_{\text{расс}} &= (\nabla\nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^m + ik \epsilon_0 [\nabla, \vec{\Pi}^e]. \end{aligned} \quad (1)$$

Потенциал Герца $\vec{\Pi}^e$ рассеянного системой решеток поля по известному внутреннему полю отдельных рассеивателей представим в виде суперпозиции потенциалов Герца отдельных сфер решеток в виде

$$\vec{\Pi}^e(\vec{r}, t) = \sum_{c=1}^C \left[\sum_{\rho} \sum_{s} \sum_{l} \frac{1}{k_l^3} (\sin k_l a_c - k_l a_c \cos k_l a_c) \times \left(\frac{\epsilon_{\text{сф}}}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_{c(\rho, s, l)}^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_l r_{c(\rho, s, l)}}}{r_{c(\rho, s, l)}} \right]_c, \quad (2)$$

$$r_{c(\rho, s, l)} = \sqrt{(x - x_{c, s})^2 + (y - y_{c, l})^2 + (z - z_{c, \rho})^2}, \quad (3)$$

где координаты (x, y, z) определяют вне сфер точки наблюдения поля, а $(x_{c, s}, y_{c, l}, z_{c, \rho})$ – точки нахождения центров рассеивающих сфер решеток, $\vec{E}_{c(\rho, s, l)}^0(\vec{r}', t)$ – внутреннее поле сфер, которое находят из алгебраической системы неоднородных уравнений квазистационарного приближения [1, 3].

Из (1), учитывая (2), находят рассеянное системой ортогональных решеток поле в виде

$$\vec{E}_{\text{diff}}(\vec{r}, t) = \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \right. \\ \left. \times \left\{ \left(\frac{\epsilon_{cyl0}}{\epsilon_0} - 1 \right) \hat{L}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') - ik \mu_0 \left(\frac{\mu_{cyl0}}{\mu_0} - 1 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \hat{P}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right]_c, \quad (4)$$

где \hat{L}_c и \hat{P}_c – функциональные матрицы рассеяния. Выражение (4) описывает распространяющуюся и затухающую составляющие рассеянного поля внутри и вне кристалла в зонах Френеля и Фраунгофера.

Полное поле в произвольной точке среды, которая находится вне сфер, определяется как:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_{\text{расс}}(\vec{r}, t), \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}, t) + \vec{H}_{\text{расс}}(\vec{r}, t) \quad (5)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t), \vec{H}_0(\vec{r}, t)$ – невозмущенные поля рассеиваемой волны.

Плотность энергии рассеянного (1) и полного (5) электромагнитного поля можно найти, используя соотношение

$$\omega = \frac{1}{8\pi} (\vec{E}^2 + \vec{H}^2) \quad (6)$$

Проведен численный анализ выражений (1) и (6) для резонансного кристалла в форме октаэдра, результаты которого изображены на рис. 1, 2. Соотношение между резонансной длиной рассеиваемой плоской волны λ_p^{cm} и постоянной кубической решетки кристалла d выбрано в виде [3]

$$\lambda_p^{cm} = 0,8d. \quad (7)$$

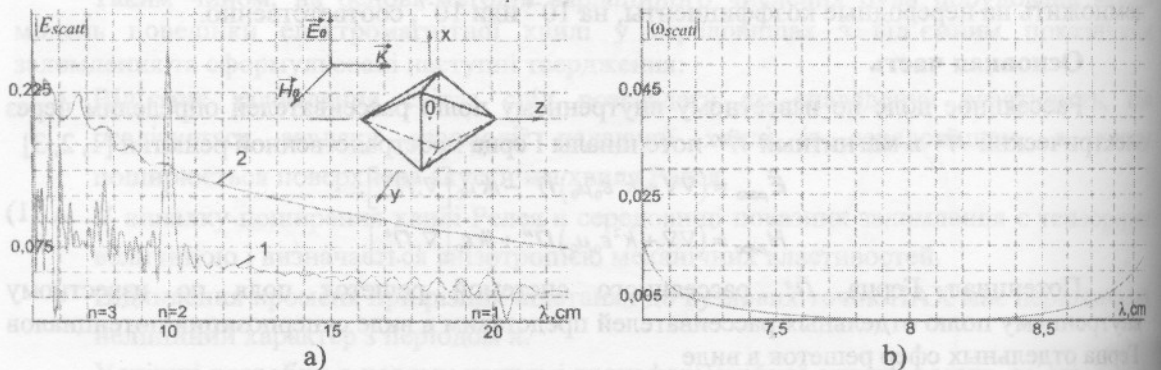


Рис.1 – Дисперсионные зависимости для $|E_{\text{расс}}|$ и $|\omega_{\text{расс}}|$ октаэдра

При этом условии в кристалле возникает структурный (решеточный) резонанс с индексом $n=3$ (рис.1а) и связанное с ним явление электромагнитной решеточной «невидимости», когда рассеиваемая волна не испытывает отражения, а преимущественно проходит сквозь кристалл (рис. 2 а, б). Здесь форма резонансных кривых определяется алгебраической суммой полей с соответствующими фазовыми множителями (4).

С этим эффектом связано возникновение зон резонансного прохождения рассеиваемой волны (рис. 1 б).

Положение зависимостей $|\omega_{\text{расс}}|$ (6) на фиксированном расстоянии по обе стороны кристалла вдоль оси z в зонах Френеля и Фраунгофера в направлении распространения рассеиваемой волны позволяет оценить ширину зон резонансного прохождения волны.

Здесь в кристалле число сфер – $N = 64000$; радиус сфер – $a = 0,5$ см; проницаемости сфер – $\epsilon = 95, \mu = 1$ и внешней среды – $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$; постоянная кубической кристаллической решетки – $d = h = 1 = 10$ см.

На рис. 1 а представлены дисперсионные зависимости $|E_{расc}|$ (4) в центре октаэдра (кривая 1) и в окрестности его вершины (кривая 2). Индексы $n=1, 2, 3...$ определяют номер структурного резонанса [3].

На рис. 1 б изображены дисперсионные зависимости (6) вне октаэдра для расстояний по оси $z = \pm 10000$ см.

На рис. 2 а и 2 б рассматривается структура внутреннего поля резонансного октаэдра в направлении оси z для $|\omega_{полн}|$ и $|\omega_{расc}|$ (6).

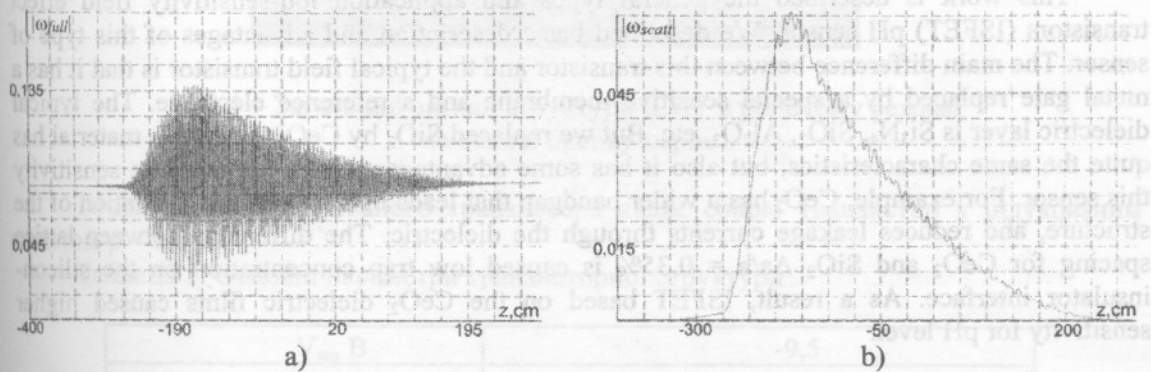


Рис.2 – Зависимости для $|\omega_{полн}|$ и $|\omega_{расc}|$ внутреннего поля октаэдра

Заключение

Используя структурные (решеточные) резонансы кристаллов, возникновение которых связано с наличием огибающей кристалл внешней поверхности определенной формы, можно создавать условия для возникновения резонансной решеточной «невидимости» при рассеянии электромагнитных волн на кристаллах и формировать структуру внутреннего поля кристалла.

Представленные в этом сообщении результаты проведенного исследования могут использоваться при создании устройств, в которых используются технологии “stealth” и при анализе резонансных решеточных явлений в рентгеновской оптике реальных кристаллов.

References:

1. Kozar A.I. 2004, Electromagnetic Wave Scattering with Special Spatial Lattices of Magnetodielectric Spheres // J. Telecommunication and Radio Engineering. – New York, N.Y. (USA): Begell House Inc. Vol. 61, No.9. – p.p. 734-749.
2. Anatoliy I. Kozar. Resonant Degenerate Crystal Made of Spheres Located Magnetodielectric Medium, International Journal of Electromagnetics and Applications, Vol. 3, No.2, 2013, pp. 15-19. doi: 10.5923/j.idea.20130302.02.
3. A.I. Kozar. Resonant metacrystals of small magnetodielectric spheres: monograph / A.I. Kozar, Ukraine – Kharkiv: KNURE, 2014. – 352 p. (in Russian).
4. Khyzhnyak N.A. The Green function of Maxwell’s equations for inhomogeneous media. J. Technical Physics. 1958. Vol. 28, № 7, pp. 1952-1610 (in Russian).