

$$\hat{L}_c = \begin{pmatrix} \Psi_{xxc} & \Psi_{xye} & \Psi_{xzc} \\ \Psi_{yxc} & \Psi_{yyc} & \Psi_{yze} \\ \Psi_{zxc} & \Psi_{zye} & \Psi_{zyc} \end{pmatrix}; \hat{P}_c = \begin{pmatrix} 0 & \Psi_{zc} & \Psi_{yc}^0 \\ \Psi_{zc}^0 & 0 & \Psi_{xc}^0 \\ \Psi_{yc}^0 & \Psi_{xc}^0 & 0 \end{pmatrix}$$

Элемент Ψ_{xxc} матрицы \hat{L}_c имеет вид

$$\Psi_{xxc} = \frac{1}{r_c} k_1^2 + \frac{3(x-x_{c0})^2 - r_c^2}{r_c^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c0})^2}{r_c^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c0})^2 - r_c^2}{r_c^4},$$

здесь (x, y, z) – координаты точки наблюдения, (x_{c0}, y_{c0}, z_{c0}) – координаты центра сфер.

Выражение (3) описывает рассеянное поле, состоящее из распространяющихся и затухающих пространственных гармоник, внутри и вне решетки в зонах Френеля и Фраунгофера.

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

$$E(r, t) = E_0(r, t) + E_{расc}(r, t), \quad (4)$$

где $E_0(r, t)$ – невозмущенное поле рассеиваемой волны.

Проведен численный анализ выражений (3) и (4) для резонансного вырожденного кубического кристалла, результаты которого изображены на рис. 1, 2, 3. Здесь число сфер – $N = 64000$; радиус сфер – $a = 0,5$ см; проницаемости сфер – $\varepsilon = \mu = 9,75$; постоянные решетки – $d = h = l = 2\lambda_p^{M+9} = 14,82$ см при $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ и $d = h = l = 2\lambda_p^{M+9} = 12,52$ см при $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$.

На рис. 1а и рис. 1б представлены зависимости модуля полей (4) и (3) от длины рассеиваемой волны λ для резонансных вырожденных кристаллов в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (кривая 1, рис. 1а) и в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (кривая 1, рис. 1б). И для тех же кристаллов рассмотрены аналогичные зависимости, когда параметры среды изменились и стали $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (кривая 2, рис. 1а) и $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (кривая 2, рис. 1б). Здесь резонансы решеток и сфер не совмещены.

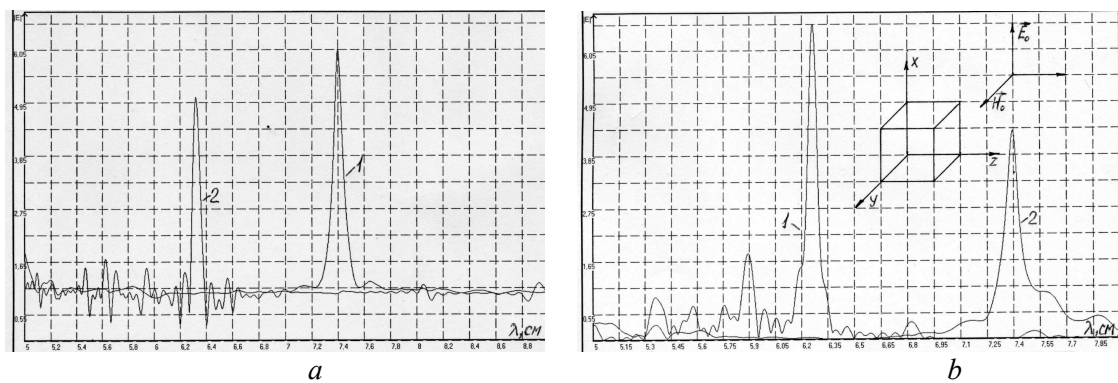


Рис. 1. Дисперсионные зависимости полного (а) и рассеянного (в) полей в средах $\varepsilon_0 = \mu_0 = \pm 1$

На рис. 2 и 3 изображены зависимости модуля поля (4) и (3) от изменения координат x, y и z в направлении распространения рассеиваемой волны (рис. 1б), внутри и вне вырожденного кристалла в средах с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (рис. 2) и $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (рис. 3).

На рис. 2с и рис. 3с в зоне Френеля присутствует затухающая составляющая многомодового рассеянного поля, а кривая 1 относится к кристаллам с внутренней полостью [5].

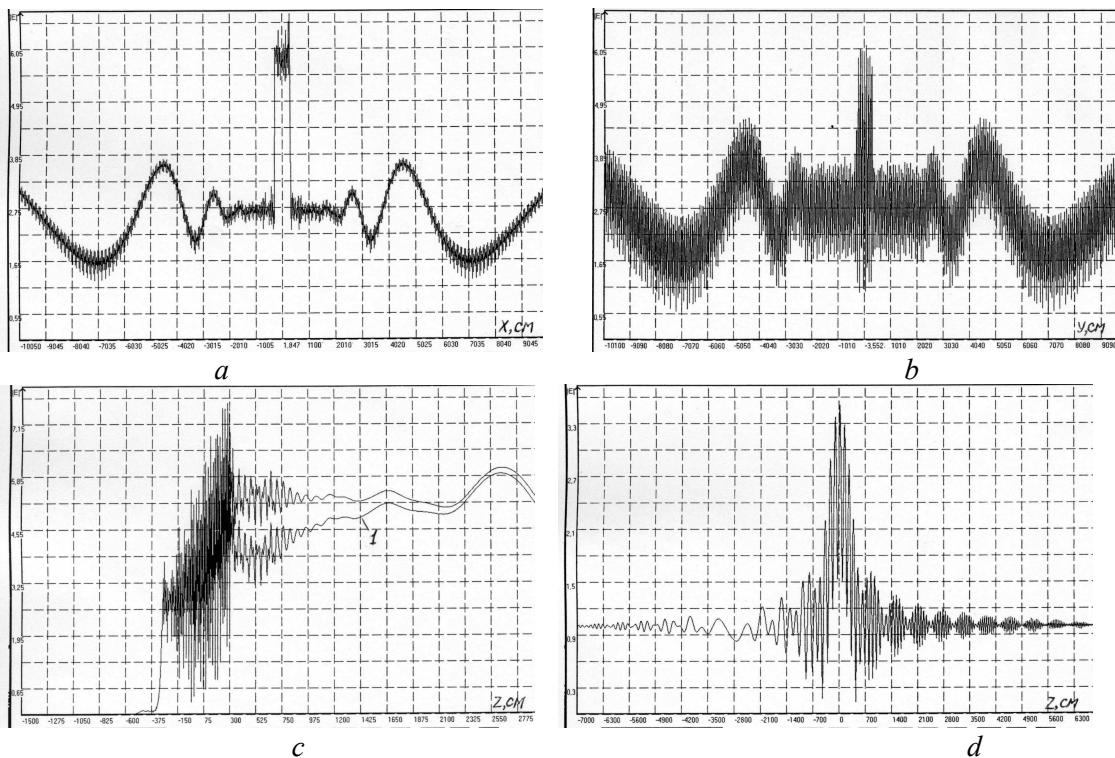


Рис. 2. Полное поле в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$

На рис. 2d и рис. 3d представлены зависимости модуля полей (4) и (3) от изменения координаты z для боковой области кристалла по оси y (рис. 1b) в зоне Фраунгофера в средах с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (рис. 2d) и $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (рис. 3d).

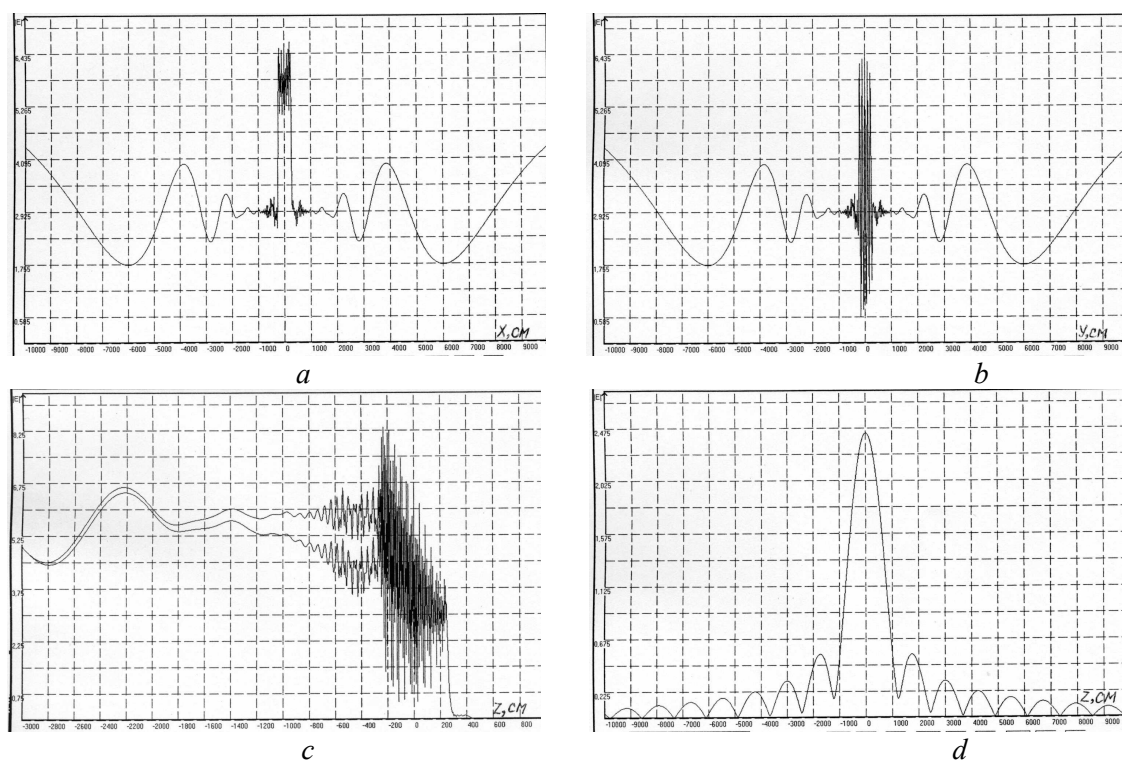


Рис. 3. Рассеянное поле в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$

Из численного анализа следует, что резонансный вырожденный кубический кристалл в средах с одновременно положительными или отрицательными проницаемостями $\varepsilon_0 = \mu_0 = \pm 1$ обладает разными электродинамическими свойствами. В среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ кристалл характеризуется выраженными отражающими особенностями. Он может играть роль отражающего зеркала и резонатора с сильным внутренним полем. Формируя узлы и пучности на гранях кристалла, можно управлять рассеивающими свойствами кристалла. В среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ для кристалла характерно явление резонансного прохождения рассеиваемой волны, что можно использовать при создании неотражающих устройств.

Выводы. Изменяя характеристики внешней среды и сфер кристалла, можно создавать резонансные структуры с необычными электродинамическими свойствами.

Литература.

1. Vesalago V.G. 1968, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ // Soviet Physics Uspekhi. Vol. 10, No. 4. – P. 509-514.
2. Хижняк Н.А. 1958, Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред // Журн. техн. физики. Т. 28, №7. – С. 1592 – 1609.
3. Kozar A.I. 2004, Electromagnetic Wave Scattering with Special Spatial Lattices of Magnetodielectric Spheres // Telecommunication and Radio Engineering. – New York, N.Y. (USA): Begell House Inc. Vol. 61, No. 9. – P. 734-749.
4. Kozar A.I. 2005, Structural Function Development for Electromagnetic Interactions in the System of Multiple Resonant Magnetodielectric Spheres // Telecommunication and Radio Engineering. – New York, N.Y. (USA): Begell House Inc. Vol. 63, No. 7. – P. 589-605).
5. Kozar A.I. 2008, The action of defects on scattering properties of the resonant magneto-dielectric spherical crystal / A.I. Kozar // Microwave and Telecommunication Technology: IEEE 18th International Crimean Conference, September 8-12, 2008. – Sevastopol, Crimea, Ukraine. Vol. 2. – P. 560-561.