

Крайне асимметричное рассеяние электромагнитных волн в произвольных периодических структурах

С.Н.Курилкина

Крайне асимметричное рассеяние (КАР) электромагнитных волн — недавно обнаруженный новый тип брэгговского рассеяния, реализуемый при распространении дифрагированной волны (квази) параллельно границам периодической неоднородной структуры (ПС) [1-4] и представляющий интерес при создании узкополосных оптических фильтров, резонаторов, переключателей, высокочувствительных датчиков и т.д. Однако проводимые в данном направлении исследования ограничивались случаем структур на основе изотропных материалов [1-4]. В настоящем сообщении рассмотрено влияние анизотропии сред, образующих ПС, на особенности крайне асимметричного рассеяния.

Рассмотрим одномерную периодическую структуру (см. рис.1), сформированную анизотропными слоями с тензорами диэлектрической проницаемости, которые в системе координат XYZ, совпадающей с кристаллографической, имеют вид:

$$\varepsilon_{(i)} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{1(i)} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{2(i)} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{3(i)} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon_{j(i)}$ — главные диэлектрические проницаемости кристаллического слоя, i — номер последнего. Тензор диэлектрической проницаемости периодической структуры представим следующим образом:

$$\varepsilon = \varepsilon^0 + \Delta\varepsilon = \varepsilon^0 + \varepsilon_1 \exp(ik_G x) + \varepsilon_1^* \exp(-ik_G x), \quad (2)$$

где $\varepsilon^0 = [\varepsilon_{(1)} + \varepsilon_{(2)}]/2$; $\varepsilon_1 = -2ia/\pi$; $a = [\varepsilon_{(1)} - \varepsilon_{(2)}]/2$; $k_G = 2\pi/\Lambda$ — вектор обратной решетки, Λ — период структуры. При этом полагаем толщины слоев одинаковыми.

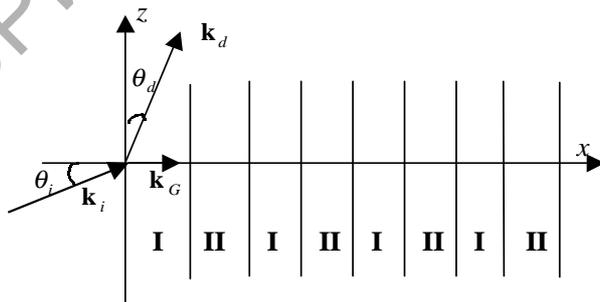


Рис. 1: Геометрия крайне асимметричного рассеяния

Пусть падающая и рассеянная электромагнитные волны распространяются под углом θ_i и $(\pi/2 - \theta_d)$ соответственно к оси периодичности X ($\theta_d \ll \theta_i$). При этом полагаем, что взаимодействие осуществляется в условиях синхронизма:

$$\vec{k}_d - \vec{k}_i = -\vec{k}_G, \quad (3)$$

где \vec{k}_i и \vec{k}_d — волновые векторы падающей и дифрагированной волн.

Из уравнений Максвелла в приближении медленно изменяющихся амплитуд [5], которое может быть применимо в данном случае, получаем систему уравнений, определяющую амплитуды прошедшей \vec{E}_i и дифрагированной \vec{E}_d волн:

$$\frac{d\vec{E}_d}{dx} = i\chi_2\vec{E}_i, \quad \frac{d\vec{E}_i}{dx} = i\chi_1\vec{E}_d, \quad (4)$$

где $\chi_1 = \omega^2\varepsilon_1/[2c^2k_0 \cos \theta_i]$, $\chi_2 = \omega^2\varepsilon_1^*/[2c^2k_1 \sin \theta_d]$, ω — частота света. Учитывая, что $dx = dz \sin \theta_d$, из (4) можно определить изменение векторной амплитуды рассеянной волны, обусловленное двухволновым взаимодействием:

$$(d\vec{E}_d/dz)_{int} = i\tilde{\chi}_2\vec{E}_i. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{\chi}_2 = \omega^2\varepsilon_1^*/(2c^2k_1)$.

С другой стороны, дифрагированный пучок расплывается в пространстве. При этом его амплитуда \vec{E}_d удовлетворяет параболическому уравнению:

$$\partial^2\vec{E}_d/\partial x^2 + \partial^2\vec{E}_d/\partial z^2 + 2ik_1\partial\vec{E}_d/\partial z = 0. \quad (6)$$

Из (6) следует, что обусловленное расходимостью изменение амплитуды рассеянного электромагнитного излучения определяется выражением:

$$(\partial\vec{E}_d/\partial z)_{div} = (i/2k_1)\partial^2\vec{E}_d/\partial x^2. \quad (7)$$

Два рассмотренных выше физических механизма (дифракции на периодической структуре и расходимости) оказывают противоположное влияние на амплитуду поля рассеянного излучения. Стационарное КАР имеет место при их взаимной компенсации. Тогда из (4), (5), (7) получаем систему уравнений, определяющую поле излучения внутри периодической структуры:

$$\partial^2\vec{E}_d/\partial x^2 - 2k_1\tilde{\chi}_2\vec{E}_i = 0, \quad d\vec{E}_i/dx = i\chi_1\vec{E}_d. \quad (8)$$

Вне ПС электромагнитное поле задается системой (8), в которой следует положить $\chi_1 = \tilde{\chi}_2 = 0$.

Как следует из (8), в общем случае поле дифрагированного излучения внутри периодической структуры представимо в виде суперпозиции трех мод:

$$\vec{E}_d = \exp(Tx)(C_1 + xC_2 + x^2C_3), \quad (9)$$

где $T = -i[2k_1\tilde{\chi}_2\chi_1]^{1/3}$, причем для двух из них наряду с экспоненциальной имеет место неэкспоненциальная зависимость амплитуд от координаты в направлении распространения даже в случае отсутствия поглощения. Коэффициенты в (9) определяются из граничных условий, которые для наиболее интересного случая $\theta_d \Rightarrow 0$, например, имеют вид:

$$\begin{aligned} (d\vec{E}_i/dx)|_{x=0} = 0; \quad \vec{E}_i|_{x=0} = \vec{E}_i^0; \quad (d\vec{E}_d/dx)|_{x=L} = 0; \\ \vec{E}_d(0) = \vec{E}_d|_{x=0+0}; \quad \vec{E}_d(L) = \vec{E}_d|_{x=L-0}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь L — длина ПС. Тогда

$$C_3 = -\frac{2k_1}{L}T^{-1}\tilde{\chi}_2\vec{E}_i^0; \quad C_2 = -(2T^{-1} + L)C_3; \quad C_1 = (2T^{-2} + LT^{-1})C_3. \quad (11)$$

Как следует из (9), (11), при $\theta_d \Rightarrow 0$ рассеянная волна $\vec{E}_d = C_1$ распространяется в узком канале на границе ПС ($x = 0$). При этом чем больше длина периодической структуры, тем меньше амплитуда рассеянной волны. Кроме этого, имеет место зависимость \vec{E}_d от параметра ε_1 , характеризующего модуляцию диэлектрической проницаемости структуры: чем меньше ε_1 , тем интенсивней дифрагированное излучение. Отметим, что усиление рассеянной волны наблюдается также при увеличении угла падения θ_i . Наличие анизотропии обуславливает чувствительность интенсивности дифрагированного излучения к состоянию поляризации падающего света: изменяя последнюю, можно добиться либо усиления, либо полного подавления КАР.

Амплитуда индуцированной решетки ε_1 может изменяться. Рассмотрим следующие случаи (см. рис. 2 а, б, в соответственно):

$$\begin{aligned}
 1) \quad \varepsilon_1(x) &= \begin{cases} \varepsilon_1, & 0 < x < L, \\ 0, & 0 > x, \quad x > L. \end{cases} \\
 2) \quad \varepsilon_1(x) &= \begin{cases} 4\varepsilon_1 L^{-1}x, & 0 < x < L/2, \\ 4\varepsilon_1 L^{-1}(L-x), & L/2 < x < L, \\ 0 & 0 > x, \quad x > L. \end{cases} \\
 3) \quad \varepsilon_1(x) &= \begin{cases} \varepsilon_1[1 - \cos(2\pi x/L)], & 0 < x < L, \\ 0, & 0 > x, \quad x > L. \end{cases}
 \end{aligned} \quad (12)$$

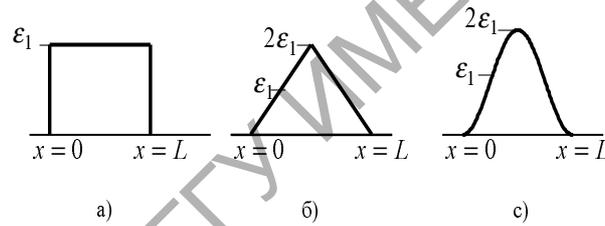


Рис. 2: Различные профили изменения амплитуд индуцированной в слоисто-периодической структуре решетки

Расчет, выполненный для различных профилей анизотропной периодической структуры, показывает, что малый градиент амплитуды решетки (т.е. несовершенство структуры) не оказывает существенного влияния на амплитуду дифрагированного излучения в случае малых длин ПС, образованных на основе высокосимметричных кристаллов при условии $\int_0^L \varepsilon_1(x) dx = const$.

Полученные аналитические выражения показывают, что крайне асимметричное рассеяние может быть использовано для концентрации излучения в узких каналах. При этом интенсивность излучения в узких каналах оказывается зависящей от длины периодической структуры и угла падения света.

Таким образом, наличие анизотропии слоев, образующих периодическую структуру, обуславливает возможность поляризационного управления крайне асимметричным рассеянием.

Результаты работы могут быть использованы при создании устройств оптической обработки информации.

Abstract. It has been analyzed the influence of anisotropy of components of periodic structure on efficiency of extremely asymmetrical scattering. It has been shown opportunity of propagation of the diffracted wave in narrow channel on the border of periodic structure.

It has been established the connection of the amplitude of scattering light with the length of the structure, parameter of modulation of dielectric permeability, angle of incident of electromagnetic wave and polarization of the latter.

Литература

- [1] Bakhturin M.P., Chernozatonskii L.A., Gramotnev D.K., *New type of scattering*, Appl. Opt. 44:1 (1963), 44–49.
- [2] Gramotnev D.K., Pile D.F.P., *Scattering of electromagnetic waves in gradually varying periodic arrays*, Phys. Lett. A 253:1 (1999), 309–314.
- [3] Gramotnev D.K., Pile D.F.P., *Extremely asymmetrical scattering of electromagnetic waves*, Appl. Opt. 32:7 (1999), 2440–2445.

Гомельский госуниверситет
им. Франциска Скорины
246699 Гомель, Беларусь

Поступило 23.04.2000

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ