

01; 0.7

© 1991

НОВЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ ДИФРАКЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ВОЛНОВОДНЫХ МОД

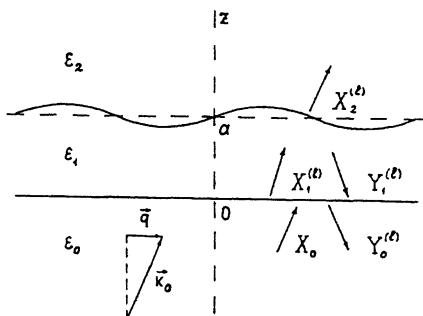
А.А. К о в а л е в, П.С. К о н д р а т е н к о

Дифракция света на диэлектрическом слое с периодически гофрированной поверхностью широко используется в лазерной технике и интегральной оптике (см., например, [1]). Наибольший интерес, а также и наибольшие трудности в теоретическом описании этого явления представляет ситуация, когда процесс дифракции сопровождается резонансным возбуждением волноводных мод. В настоящем сообщении предлагается новый метод, позволяющий для решеток с амплитудой гофра $h \ll \lambda$ и $h \ll d$, где λ - длина волны падающего излучения, а d - период гофрировки поверхности, получить приближенные аналитические выражения для амплитуд дифрагированных волн при возбуждении волноводной моды в произвольном порядке дифракции.

Рассмотрим падение плоской монохроматической волны в геометрии, представленной на рисунке. Здесь ϵ_i - диэлектрическая проницаемость среды, $\text{Im} \epsilon_0 = 0$, $\text{Im} \epsilon_2 = 0$, $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$, $\epsilon''_1 \ll \epsilon'_1$, $\epsilon_0 < \epsilon'_1$, и $\epsilon_2 < \epsilon'_1$; \vec{q} - проекция волнового вектора падающего излучения \vec{k}_0 на плоскость $\vec{z} = \text{const}$, $\vec{q} \parallel \vec{q}$, \vec{g} - вектор обратной решетки, направленной вдоль оси x , $|\vec{g}| = \frac{2\pi}{d}$; падающая волна имеет либо ТЕ, либо ТМ поляризацию и χ_0 - амплитуда поля, вектор которого лежит в плоскости границы раздела сред $\vec{z} = 0$; $\chi_1^{(l)}$, $\gamma^{(l)}$ и $\gamma_0^{(l)}$ - амплитуды волн, распространяющихся в соответствии с указанным направлением и имеющих проекцию волнового вектора $\vec{q}^{(l)} = \vec{q} + l\vec{g}$, $\chi_2^{(l)}$ - приведенные к поверхности $\vec{z} = a$ амплитуды полей в среде с ϵ_2 .

Введем величины $r_{ij}^{m,n}$ и $t_{ij}^{m,n}$, которые соответствуют коэффициентам отражения и прохождения поля через границу сред с ϵ_i и ϵ_j с изменением проекции волнового вектора $\vec{q}^{(m)} \rightarrow \vec{q}^{(n)}$. Коэффициенты $r_{ij}^{m,n}$ и $t_{ij}^{m,n}$ определяются из решения задачи о рассеянии света на границе с заданным профилем и при $m \neq n$ пропорциональны некоторой степени малого параметра $\sigma = \frac{1}{2} kh$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Используя простые соотношения между амплитудами $\chi_1^{(l)}$ и $\gamma_1^{(l)}$ на границах среды с ϵ_1 , для приведенных амплитуд $\chi_1^{(l)} = \chi_1^{(l)} e^{i\phi_1^{(l)}}$ $P_1^{(l)} = W_1^{(l)} ka$ и $W_i^{(l)} = \sqrt{\epsilon_i - \frac{(q^{(l)})^2}{k^2}}$, получаем бесконечную систему алгебраических уравнений, которая в матричном представлении имеет вид



$$(\hat{A} - \hat{B})\hat{X}_1 = \hat{X}_0, \quad (1)$$

где \hat{A} - диагональная матрица с элементами $A^{l,l} = 1 - r_{10}^{l,l} r_{12}^{l,l} e^{2i\rho_1^{(l)}}$, $B^{l,l} = (1 - \delta_{l,l_1}) r_{10}^{l,l} r_{12}^{l,l} e^{2i\rho_1^{(l)}}$, δ_{l,l_1} - символ Кронекера, матрица-столбец $\hat{X}_1 = \|\bar{X}_1^{(n)}\|$, $\hat{X}_0 = \|\bar{X}_0^{(n)}\|$, $X_0^{(l)} = \delta_{l_0}^{l,0} X_0 t_{01}^{0,0} e^{i\rho_1^{(0)}}$. Амплитуды волн, распространяющихся в средах с ϵ_0 и ϵ_2 , определяются соотношениями

$$Y_0^{(l)} = \delta_{l_0}^{l,0} X_0 r_{01}^{0,0} + t_{10}^{l,l} e^{i\rho_1^{(l)}} \sum_n \bar{X}_1^{(n)} r_{12}^{n,l}, \quad X_2^{(l)} = \sum_n \bar{X}_1^{(n)} t_{12}^{n,l}. \quad (2)$$

Резонансное возбуждение волноводной моды в порядке дифракции с $l = l_0$ соответствует выполнению неравенства $|A^{l_0, l_0}| \ll 1$. Для решения системы уравнений (1) в этой ситуации используем метод, предложенный ранее в работе [2] для описания особенностей дифракции в окрестности аномалий Вуда. Его суть состоит в комбинации методов блочного обращения матриц и теории возмущений по параметру ϵ . В результате для нашего случая имеем

$$\bar{X}_1^{(l)} = C^{l,0} X_0^{(0)}, \quad C^{l,0} = C_-^{l,0} + (\hat{C}_- \hat{B} \hat{C}_* \hat{B} \hat{C}_-)^{l,0} + (\hat{C}_* \hat{B} \hat{C}_-)^{l,0} \delta_{l,l_0}, \quad (3)$$

где $\hat{C}_- = \hat{D} + \hat{D} \hat{B} \hat{D} + \hat{D} \hat{B} \hat{D} \hat{B} \hat{D} + \dots$, \hat{D} - матрица \hat{A}^{-1} , в которой элемент $(A^{l_0, l_0})^{-1}$ заменен нулем, матрица \hat{C}_* содержит единственный отличный от нуля элемент $C_*^{l_0, l_0} = [A^{l_0, l_0} + (\hat{B} \hat{C}_- \hat{B})^{l_0, l_0}]^{-1}$. Величина резонансного поля $\bar{X}_1^{(l_0)} = C_*^{l_0, l_0} (\hat{B} \hat{C}_-)^{l_0, 0} X_0^{(0)}$ определяется знаменателем величины $C_*^{l_0, l_0}$. В непосредственной близости

к резонансу с точностью до членов $\sim \sigma^2$ при $ka \gg 1$ его можно представить в виде

$$(\tilde{C}_*^{l_0, l_0})^{-1} = \gamma^{(l_0)} + \sigma^2 f_1^{(l_0)} - i\varphi^{(l_0)}.$$

(4)

Здесь $\gamma^{(l_0)} = \frac{\varepsilon_1''}{\tilde{W}^{(l_0)}} \left\{ ka + \sum_{i=0,2} \left(\frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_i} \right)^{\mathcal{X}} |w_i^{(l_0)}| \left[(\tilde{W}_i^{(l_0)})^2 + \left(\frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_i} \right)^{2\mathcal{X}} |w_i^{(l_0)}|^2 \right]^{-1} \right\},$

$\gamma^{(l_0)} \ll 1$, знак тильды означает, что в соответствующей величине $\varepsilon_1'' = 0$, $\mathcal{X} = 0$ для ТЕ поляризации падающего излучения и $\mathcal{X} = 1$

для ТМ волны; $f_1^{(l_0)} = \text{Re} f^{(l_0)}$, $\sigma^2 f^{(l_0)} = 1 - \frac{\tilde{r}_{12}^{l_0, l_0}}{\tilde{r}_{12}^{l_0, l_0}} - \sum_{l \neq l_0} F^{(l)}$, $F^{(l)} = \frac{r_{12}^{l_0, l} r_{12}^{l, l_0}}{r_{12}^{l, l} r_{12}^{l_0, l_0}} \frac{(1 - A^{l, l})}{A^{l, l}}$, $\tilde{r}_{12}^{l_0, l_0}$ - коэффициент отражения от плоской

границы раздела сред с ε_1' и ε_2 , штрих у знака суммы означает, что l соответствует распространяющимся порядкам и сохраняются только члены $\sim \sigma^2$; $|\varphi^{(l_0)}| \ll 1$, $\varphi^{(l_0)} = 2\tilde{\rho}_1^{(l_0)} + \varphi_{10} + \varphi_{12} - \sigma^2 J_{mf}^{(l_0)} - 2\mathcal{X}n = 0$ - дисперсионное уравнение резонансной волноводной моды (РВМ), $\varphi_{10} = \arg \tilde{r}_{12}^{l_0, l_0}$, $\varphi_{12} = \arg \tilde{r}_{12}^{l_0, l_0}$. Используя закон сохранения энергии при рассеянии излучения на границе сред с ε_1' и ε_2 для величины $\sigma^2 f_1^{(l_0)}$, определяющей радиационное затухание волноводной моды, получаем

$$\sigma^2 f_1^{(l_0)} = \frac{1}{2\tilde{W}^{(l_0)}} \sum_{l \neq l_0} \left\{ \tilde{W}_1^{(l)} |r_{12}^{l_0, l}|^2 + \left(\frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_2} \right)^{\mathcal{X}} W_2^{(l)} |t_{12}^{l_0, l}|^2 - 2\tilde{W}_1^{(l_0)} \text{Re} F^{(l)} \right\}. \quad (5)$$

Применим полученные выше общие соотношения для решеток синусоидального профиля. Будем полагать, что для всех $w_i^{(l)}$ справедливо неравенство $|w_i^{(l)}| \gg \sigma^2$, т.е. исключаются области аномалий Вуда. Как известно (см., например, [3]), величины $r_{12}^{m, n}$ и $t_{12}^{m, n}$ пропорциональны $\sigma^{|n-m|}$, и поэтому в (5) в сумму по l могут дать вклад только $l = l_0 \pm 1$. Из этих же соображений, а также из (2) и (3) следует, что резонанс оказывает сильное влияние только на соседние распространяющиеся порядки дифракции. Рассмотрим для наглядности простейшую ситуацию, когда падающая волна имеет ТЕ поляризацию, $l_0 = 1$ и $\text{Re} \tilde{W}_1^{(2)} = 0$. Тогда при $\tilde{r}_{10}^{0,0} \tilde{r}_{12}^{0,0} \ll 1$ для резонансного поля имеем

$$\tilde{X}_1^{(1)} \approx \frac{\sigma X_0 f_0}{\gamma^{(1)} + \sigma^2 f_1^{(1)} - i\varphi^{(1)}}, \quad f_0 = (w_1^{(1)} + w_2^{(1)}) t_{0,1}^{0,0} t_{12}^{0,0} e^{i\rho_1^{(0)}},$$

$$f_1^{(1)} = 2\tilde{W}_1^{(1)} (\tilde{W}_1^{(0)} - W_2^{(0)}) [1 + \tilde{r}_{10}^{0,0} \tilde{r}_{12}^{0,0} \cos(2\tilde{\rho}_1^{(0)})]. \quad (6)$$

При $\gamma^{(1)} \ll \sigma^2 f_1^{(1)}$ и $\varphi^{(1)} = -4\sigma^2 \tilde{W}_1^{(0)} \tilde{r}_{10}^{0,0} \tilde{r}_{12}^{0,0} \sin(2\tilde{\rho}_1^{(0)})$ из (2) и (6) получаем $|Y_0^{(0)}| \approx |X_0|$, т.е. в этих условиях происходит практически

полное отражение падающего излучения на слой излучения. Этот эффект был обнаружен в [4] при численном обчете конкретной решетки с $\gamma^{(1)}=0$.

Из (6) также следует, что существует амплитуда профиля $\zeta_0 = \left(\frac{f^{(1)}}{f_1^{(1)}}\right)^{1/2}$ при которой непосредственно в резонансе ($\varphi^{(1)}=0$) величина $\bar{X}_1^{(1)}$ максимальна $\bar{X}_{1max}^{(1)} = \frac{X_0 f_0}{2\sqrt{f^{(1)} f_1^{(1)}}}$, $|\bar{X}_{1max}^{(1)}| \gg |X_0|$.

При этом поглощенная слоем мощность падающего излучения P , приходящаяся на единицу площади поверхности, дается соотношением

$$P \approx S \left\{ 1 - \frac{1}{4} [\tilde{\epsilon}_{21}^{0,0} + \tilde{r}_{10}^{0,0} \cos(2\tilde{\rho}_1^{(0)})]^2 - \frac{1}{4} \frac{W_2^{(0)}}{W_0^{(0)}} (\tilde{\epsilon}_{01}^{0,0} \tilde{\epsilon}_{12}^{0,0})^2 \right\}, \quad (7)$$

где S — нормальная составляющая вектора Пойтинга падающего излучения. Из выражения для $\bar{X}_{1max}^{(1)}$ и (7) видно, что существует дополнительное условие $2\tilde{\rho}_1^{(0)} = \pi m$, $m=1, 3, 5, \dots$, выполнение которого приводит к усилению резонансного поля и увеличению тепловыделения в слое в случае, если коэффициент $\tilde{r}_{10}^{0,0}$ не слишком мал. Оценим величину P при характерных значениях параметров [4]. Полагая $q \ll k$, $\epsilon_0=2.25$, $\epsilon_1'=4$ и $\epsilon_2=1$, получаем $P_{max} \approx 0.7S$. Отметим, что эффект сильного поглощения излучения тонким прозрачным слоем диэлектрика с периодическим профилем поверхности был обнаружен в [5] при численном расчете отражения от глубоко гофрированного оптического волновода, соприкасающегося с идеально проводящей плоскостью.

В случае ТМ поляризации падающего излучения выражение для амплитуды $\bar{X}_1^{(1)}$ имеет такой же вид, как и в (6), где f_0 и $f_1^{(1)}$ описываются другими более сложными выражениями. При использовании выше значений параметров максимум резонансного поля здесь достигается при больших значениях амплитуды профиля ζ_0 , чем для ТЕ волны, а величина P имеет то же значение $P_{max} \approx 0.7S$. Для ТМ волны при $\gamma^{(1)} \ll 6f_1^{(1)}$ и соответствующем значении величины $\varphi^{(1)}$ также имеет место полное отражение падающего излучения.

Описанные выше свойства относятся к дифракции плоской монохроматической волны. В случае ограниченных лазерных пучков конечной длительности возбуждение РВМ приводит к искажению пространственных и временных характеристик отраженного и прошедшего сигналов, которые испытывают уширение в пространстве $\sim L$ (длина свободного пробега РВМ) и во времени $\sim \frac{L}{c}$ (время жизни РВМ). Количественная теория этих явлений будет опубликована отдельно.

Авторы благодарят Б.Н. Левинского за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Интегральная оптика. / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978. 344 с.

- [2] Ковалев А.А., Кондратенко П.С., Левинский Б.Н. // РЭ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1610-1616.
- [3] Рожнов Г.В. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 1. С. 173-175.
- [4] Голубенко Г.А., Свахин А.С., Сычугов В.А., Тищенко А.В. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 7. С. 1334-1336.
- [5] Chang K.C., Shah V., Tamir T. // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. N 7. P. 804-813.

Всесоюзный
научно-исследовательский
институт оптико-физических
измерений

Поступило в Редакцию
27 июля 1991 г.
В окончательной редакции
25 ноября 1991 г.