

УДК 535.43:621.373 826

К ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ НА ГРАНИЦЕ ХОРОШО ОТРАЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ  
С ПЕРИОДИЧЕСКИ МОДУЛИРОВАННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Кац А. В., Павицкий П. Д., Спевак И. С.

Рассмотрена задача дифракции на одновременно существующих решетках профиля поверхности и импеданса при наличии резонанса с поверхностной электромагнитной волной. Задача решается в импедансном приближении (граничное условие Леонтовича) и с привлечением гипотезы Рэлея. Метод решения основан на выделении резонансных полей, для которых строится конечная система уравнений. Предлагаемая регулярная процедура исключения нерезонансных полей позволяет получать решение с любой точностью при произвольной поляризации падающего излучения и ориентации решеток. Для случая нескольких резонансов в спектрах первого порядка приведены конкретные результаты в главном приближении.

Как известно, шероховатость поверхности может оказывать существенное влияние на ее оптические свойства, приводя в резонансном случае  $|\vec{k}_t + n\vec{g}| = k$  к сильному перераспределению отраженного и прошедшего потоков излучения [1 - 3] (аномалии Вуда); здесь  $\vec{k}_t$  - тангенциальная компонента волнового вектора падающей волны,  $\vec{g}$  - волновой вектор решетки,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $n$  - целое. Вудовские аномалии обусловлены тем, что скользящие вдоль поверхности раздела дифракционные спектры (не обязательно первого порядка, хотя в первом порядке дифракции эффект максимален) попадают в резонанс с поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ), являющейся собственной электродинамической модой хорошо проводящей поверхности. Это приводит к резонансному усилению амплитуд скользящих дифракционных спектров, что лежит в основе эффектов гигантского комбинационного рассеяния [4], подавления зеркального отражения [3], формирования поверхностных периодических структур [5 - 8] и др. [9 - 12]. Аналогичные дифракционные явления могут возникать и на решетках диэлектрической проницаемости [13 - 15]. При наличии направляющих

структур (пленка, слой на поверхности) резонанс может осуществляться с волноводными модами [16, 17].

Особенность задачи дифракции при наличии резонансных решеток профиля (и/или диэлектрической проницаемости) состоит в том, что она не может быть решена с помощью обычной теории возмущений по малым неровностям, поскольку это приводит к расходимости амплитуд резонансных полей. Корректные результаты были впервые получены в работах [18 - 20], а также в более поздних работах [21 - 24].

Настоящая работа также посвящена решению задачи дифракции при наличии резонансов\* Метод решения, как и в [23], основан на выделении резонансных полей, для которых решается конечная система уравнений, после чего нерезонансные поля находятся по теории возмущений. От известных работ данная отличается в двух отношениях. Во-первых, мы рассматриваем задачу дифракции на одновременно существующих решетках профиля поверхности и диэлектрической проницаемости (импеданса). Во-вторых, предлагаемая здесь схема решения позволяет находить рассеянные поля с любой точностью по амплитудам решеток и для произвольной геометрии рассеяния. Обсуждаются приложения к проблеме формирования поверхностных структур (ПС) под действием лазерного излучения.

1. Постановка задачи. Пусть на поверхность с профилем

$$z = \zeta(\vec{r}, t) = k^{-1} \sum_{\vec{g} \in G} \mu_{\vec{g}} \exp(i\vec{g}\vec{r}), \quad (1.1)$$

$$\mu_{-\vec{g}} = \mu_{\vec{g}}^*, \quad \mu_0 = 0, \quad \vec{r} = (x, y),$$

и распределением импеданса

$$\xi(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{g} \in G} \xi_{\vec{g}} \exp(i\vec{g}\vec{r}), \quad (1.2)$$

$$\xi = \xi' + i\xi'', \quad \xi' > 0, \quad \xi'' < 0, \quad |\xi| \ll 1, \quad \xi_0 \neq 0,$$

$G$  - множество обратных векторов решеток, падает плоская электромагнитная волна произвольной поляризации (рис. 1)

$$\vec{E}_i = \vec{E} \exp i(\vec{K}_t \vec{r} + k_z z - \omega t). \quad (1.3)$$

В случае малых и пологих неровностей ( $|k\zeta| \ll 1$ ,  $|\nabla\zeta| \ll 1$ ) поверхности хорошо проводящей среды ( $|\xi| \ll 1$ ) полное поле  $\vec{E}$  на границе  $z = \zeta(\vec{r}, t)$  удовлетворяет условию Леонтовича [26]:

\* Содержание работы соответствует докладу на симпозиуме по дифракции и распространению радиоволн [25].

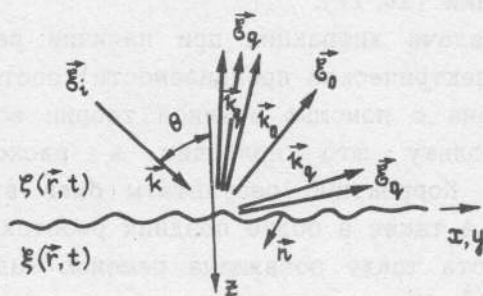


Рис. 1.

$$[\vec{n}\vec{E}] + \frac{i\xi}{k} (\text{rot } \vec{E})_{\tau} = 0, \quad (1.4)$$

где  $\vec{n} = (\vec{e}_z - \nabla\zeta)/[1 + (\nabla\zeta)^2]^{1/2}$  - внутренняя нормаль к поверхности, индексом  $\tau$  отмечена тангенциальная к поверхности  $z = \zeta(\vec{r}, t)$  компонента. При этом полное поле согласно гипотезе Рэлея представляется в виде суммы падающей волны и дифракционных спектров  $\vec{E}_q$ :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \sum_q \vec{E}_q, \quad (1.5)$$

$$\vec{E}_q = \vec{E}(\vec{q}) \exp i[k(\vec{\alpha}_q \vec{r} - \beta_q z) - \omega t],$$

где

$$\vec{\alpha}_q = \frac{\vec{k}_t + \vec{q}}{k} = \vec{\alpha}_0 + \vec{\alpha}_q, \quad \vec{\alpha}_q = \vec{q}/k,$$

$\beta_q = (1 - \alpha_q^2)^{1/2}$ ,  $\text{Re } \beta_q \geq 0$ ,  $\text{Im } \beta_q \geq 0$ ,  $\vec{q}$  - элемент множества  $Q$ :  $\{Q: \sum_1 p_1 \vec{g}_1, p_1 \in Z\}$ .

2. Решение. Граничное условие (1.4) содержит лишь две линейно независимые компоненты, в качестве которых удобно выбрать  $x, y$ -проекции. Подставим поля (1.5) в (1.4) и разложим в ряд по малым  $|\nabla\zeta|$  и  $k\zeta$ . Тогда после выделения в (1.4) одинаковых пространственных зависимостей  $\exp(i\vec{q}\vec{r})$  получим бесконечномерную систему уравнений для амплитуд рассеянных полей:

$$\sum_q [T_{uv}(\vec{q}, \vec{q}') E_v(\vec{q}') + S_u(\vec{q}, \vec{q}') E_z(\vec{q}')] = \quad (2.1)$$

$$= - [T_{uv}(\vec{q}) E_v + S_u(\vec{q}) E_z].$$

Здесь индексы  $u, v$  принимают значения  $x$  либо  $y$ , причем по повторяющимся индексам осуществляется суммирование:

$$T_{uv}(\vec{q}, \vec{q}') = [A(\vec{q}, \vec{q}') + \beta_q B(\vec{q}, \vec{q}')] \delta_{uv} + \quad (2.2)$$

$$+ i C_u(\vec{q}, \vec{q}') [\vec{e}_z \vec{\alpha}_q]_v + \beta_q \sum_g C_u(\vec{q} - \vec{g}, \vec{q}') [\vec{e}_z \vec{\alpha}_g]_v \mu_g;$$

$$\vec{S}(\vec{q}, \vec{q}') = \sum_g i \vec{\alpha}_g \mu_g A(\vec{q} - \vec{g}, \vec{q}') + \vec{\alpha}_q B(\vec{q}, \vec{q}') - \quad (2.3)$$

$$- \sum_g \vec{C}(\vec{q} - \vec{g}, \vec{q}') [\vec{\alpha}_g, \vec{\alpha}_g] \mu_g;$$

$$A(\vec{q}, \vec{q}') = \sum_{n,m=0}^{\infty} \sum_{g_1, \dots, g_{n+2m}} \varphi_m K \begin{pmatrix} 2m \\ 0 \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} n \\ 2m \end{pmatrix} \delta(\vec{q}' + \sum_{i=1}^{n+2m} \vec{g}_i - \vec{q}); \quad (2.4)$$

$$B(\vec{q}, \vec{q}') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{g_1, \dots, g_{n+1}} M \begin{pmatrix} n \\ 0 \end{pmatrix} \xi_{g_1} \delta(\vec{q}' + \sum_{i=1}^{n+1} \vec{g}_i - \vec{q}); \quad (2.5)$$

$$\vec{C}(\vec{q}, \vec{q}') = \sum_{m,n,p=0}^{\infty} \sum_{g_1, \dots, g_s} [\vec{e}_z \vec{\alpha}_{g_1}] \mu_{g_1} \xi_{g_2} \varphi_m \varphi_n \times \quad (2.6)$$

$$\times K \begin{pmatrix} 2(m+n) \\ 2 \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} p \\ 2(m+n+1) \end{pmatrix} \delta(\vec{q}' + \sum_{i=1}^s \vec{g}_i - \vec{q}), \quad s = 2(m+n+1) + p.$$

При суммировании векторы  $\vec{g}_1, \vec{g}_2, \dots$  пробегает независимо множество  $G$ :

$$K \begin{pmatrix} 2b \\ a \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^b (\vec{\alpha}_{a+2j-1} \vec{\alpha}_{a+2j}) \mu_{a+2j-1} \mu_{a+2j},$$

$$M \begin{pmatrix} b \\ a \end{pmatrix} = \frac{(-i\beta_q)^b}{b!} \prod_{j=1}^b \mu_{a+j}, \quad (2.7)$$

для простоты здесь введено обозначение  $\vec{\alpha}_j \equiv \vec{\alpha}_{g_j}$ ,  $\mu_j \equiv \mu_{g_j}$ ;

$$M \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} = K \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} = 1, \quad \varphi_m = \frac{\Gamma(m+1/2)}{\sqrt{\pi} m!},$$



$$\delta(\vec{x}) = \begin{cases} 1, & \vec{x} = 0 \\ 0, & \vec{x} \neq 0 \end{cases}, \quad \sum_{l=1}^0 \vec{g}_l = 0.$$

Стоящие в правой части (2.1) коэффициенты  $T_{uv}(\vec{q})$  и  $\vec{S}(\vec{q})$  получаются, соответственно, из  $T_{uv}(\vec{q}, \vec{q}')$ ,  $\vec{S}(\vec{q}, \vec{q}')$  заменой  $\vec{q}' \rightarrow 0$ ,  $\beta_{q'} \rightarrow -\beta_0$ . Для замыкания системы уравнений (2.1) привлечем условия поперечности, связывающие  $z$ - и  $x, y$ -компоненты полей,

$$\vec{\alpha}_0 \vec{E} + \beta_0 E_z = 0, \quad \vec{\alpha}_q \vec{E}(\vec{q}) - \beta_q E(\vec{q}) = 0. \quad (2.8)$$

Как следует из (2.2) - (2.7), матрица коэффициентов  $T_{uv}(\vec{q}, \vec{q}')$  есть сумма диагональной матрицы  $\delta_{uv} \delta(\vec{q} - \vec{q}')$  и возмущения  $\tilde{T}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}')$ . Поэтому обратную матрицу  $\{T^{-1}\}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}')$  можно представить сходящимся рядом

$$\{T^{-1}\}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}') = \delta_{uv} \delta(\vec{q} - \vec{q}') + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \{\tilde{T}^k\}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}'). \quad (2.9)$$

Исключим из системы (2.1) касательные к плоскости  $z = 0$  компоненты полей

$$E_u(\vec{q}) = - \sum_q \{T^{-1}\}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}') [ \sum_{q''} S_v(\vec{q}', \vec{q}'') E_z(\vec{q}'') + T_{vw}(\vec{q}') E_w + S_v(\vec{q}') E_z ] \quad (2.10)$$

и с помощью соотношений (2.8) получаем замкнутую систему уравнений для  $z$ -составляющих амплитуд  $E_z(\vec{q}) \equiv E_q$ :

$$\sum_q D_{qq'} E_{q'} = F_{q'}, \quad (2.11)$$

где

$$D_{qq'} = \beta_q \delta(\vec{q} - \vec{q}') + \sum_{q''} (\vec{\alpha}_q)_u \{T^{-1}\}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}'') S_v(\vec{q}'', \vec{q}'), \quad (2.12)$$

$$F_q = - \sum_q (\vec{\alpha}_q)_u \{T^{-1}\}_{uv}(\vec{q}, \vec{q}') [ T_{vw}(\vec{q}') E_w + S_v(\vec{q}') E_z ].$$

Аналогично [23], разделим спектры на резонансные ( $\vec{q} \equiv \vec{r}$ ) и нерезонансные ( $\vec{q} \equiv \vec{n}$ ) по принципу  $E_q \equiv E_r$ , если  $|\beta_q| \ll 1$ , и  $E_q \equiv E_n$ , если  $|\beta_q| \sim 1$ . Соответственно система уравнений (2.11) разбивается на две связанные подсистемы. Если резонансные поля отсутствуют, то систему (2.11) можно решать с помощью обычной теории возмущений,

поскольку матрица  $D_{qq} \equiv D_{nn}$  содержит на главной диагонали элементы порядка 1 и легко обращается:

$$E_n = \sum_n \{D^{-1}\}_{nn} F_n, \quad (2.13)$$

где

$$D^{-1} = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (D_0^{-1} \tilde{D})^k D_0^{-1}, \quad (2.14)$$

$$D = D_0 + \tilde{D}, \quad D_0 = \|\beta_n \delta(\vec{n} - \vec{n}')\|, \quad |\tilde{D}_{nn'}| \ll 1.$$

При наличии резонансных спектров из системы (2.11) можно исключить нерезонансные поля (в силу неособенности матрицы  $\|D_{nn'}\|$  нерезонансной подсистемы)\*

$$E_n = \sum_n \{D^{-1}\}_{nn'} (F_n - \sum_r D_{nr'} F_r) \quad (2.15)$$

и свести задачу к системе уравнений только для амплитуд резонансных спектров:

$$\sum_r G_{rr'} E_r = P_r, \quad (2.16)$$

где

$$G_{rr'} = D_{rr'} - \sum_n \sum_{n''} D_{rn'} \{D^{-1}\}_{n'n''} D_{n''r'}, \quad (2.17)$$

$$P_r = F_r - \sum_n \sum_{n''} D_{rn'} \{D^{-1}\}_{n'n''} F_{n''}.$$

После решения резонансных уравнений (2.16) полное решение задачи получаем из уравнений (2.15), (2.10). Амплитуды рассеянных полей представляются при этом в виде отношения степенных рядов по амплитудам решеток. Приближенное решение получаем, обрывая с необходимой точностью разложения в ряды числителя и знаменателя. Отметим, что  $z$ -компоненты резонансных полей в резонансной области аномально велики как по сравнению с тангенциальными компонентами (что связано с  $H$ -поляризацией ПЭВ), так и с амплитудами падающего поля и нерезонансных спектров (следствие резонанса).

Ранее в [23] были определены рассеянные поля в главном по амплитудам решеток рельефа  $\mu_g$  приближении (с точностью до  $\mu_g^2$

\* При скользющем падении  $\cos \theta \approx |\xi_0|$  зеркально отраженная волна должна также быть отнесена к резонансным (ср. [26]).

включительно), а в [24] развита методика нахождения рассеянных полей (с любой точностью) на одномерном достаточно гладком рельефе ( $\vec{g} \parallel \vec{e}_x$ ). При этом выбранная в [23] точность решения не требовала матричной формулировки задачи, а принятое в [24] разложение полей на  $s$ - и  $p$ -составляющие сильно привязывает методику к частной геометрии и затрудняет обобщение на случай произвольного рельефа. Данная работа снимает трудности предыдущих подходов и дает универсальный способ нахождения вудовских спектров, рассеянных на произвольной амплитудно-импедансной поверхности, с любой точностью. Заметим, кроме того, что в рассмотренных ранее работах задача дифракции на решетке диэлектрической проницаемости [13, 14] (или импеданса [15]) решалась с точностью до первого порядка по  $\xi_g$ , что недостаточно вблизи резонанса.

3. Примеры. В качестве примера рассмотрим случай конечного числа резонансов в дифракционных спектрах первого порядка. Это означает, что резонансные поля возникают только в результате однократного рассеяния падающей волны на решетках  $\eta_g = \{\mu_g, \xi_g\}$ , таких, что  $|\vec{k}_t + \vec{g}| = k$ . Число нерезонансных решеток и полей, вообще говоря, произвольно. Для того чтобы получить решение в главном приближении, необходимо вычислить коэффициенты  $P_r$  и  $G_{rr'}$  в системе (2.17) с точностью до первого и второго порядка малости по амплитудам  $\eta_g$  соответственно. Это предполагает гладкость поверхности, что подразумевается уже при переходе к импедансным граничным условиям.

В главном приближении коэффициенты системы (2.16) имеют вид

$$P_r = -2[i\vec{\alpha}_r \mu_r - \vec{\alpha}_r \xi_r, \vec{H}]_z, \quad (3.1)$$

$$G_{rr'} = \beta_r \delta(\vec{r} - \vec{r}') + (\vec{\alpha}_r, i\vec{\alpha}_{r-r'} \mu_{r-r'} + \vec{\alpha}_r \xi_{r-r'}) + \sum_n G(n, r, r'), \quad (3.2)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_n G(n, r, r') = & (i\vec{\alpha}_{r-n} \mu_{r-n} - \vec{\alpha}_r \xi_{r-n}) (i\vec{\alpha}_{n-r} \mu_{n-r'} + \vec{\alpha}_r \xi_{n-r'}) + \\ & + [\vec{\alpha}_n \vec{\alpha}_r] [\vec{\alpha}_n \vec{\alpha}_r'] (i\mu_{r-n} - \xi_{r-n}) (i\mu_{n-r'} - \xi_{n-r'}), \end{aligned} \quad (3.3)$$

$\vec{H}$  - магнитное поле падающей волны. Первое слагаемое в (3.2) описывает рассеяние на плоской поверхности, второе слагаемое - процессы однократного рассеяния резонансного поля  $E_r$  в резонансное поле  $E_r$  на решетке  $\eta_{r-r'}$ , третье слагаемое учитывает рассеяние

резонансного поля  $E_r$ , в нерезонансное  $E_n$  на решетке  $\eta_{n-r'}$ , с последующим перерассеянием на решетке  $\eta_{r-n}$  в резонансную волну  $E_r$ :

$$E_r \xrightarrow{\eta_{n-r'}} E_n \xrightarrow{\eta_{r-n}} E_r. \quad (3.4)$$

Отметим, что в [23] двукратные процессы рассеяния учитываются, если только: 1)  $r' = r$ , т.е. для рассеяния с "возвратом", и 2)  $r' \neq r$ , но  $n = 0$ , т.е. когда промежуточным состоянием служит зеркальная компонента. Общий же случай перерассеяния через произвольное нерезонансное поле  $E_{n \neq 0}$  не учитывается, хотя вклад этих процессов существен уже в простой ситуации - при наличии двух резонансных решеток  $\eta_{r_1}$  и  $\eta_{r_2}$  при  $\vec{g}_1 + \vec{g}_2 \neq 0$  - из-за процесса

$$E_{r_1} \xrightarrow{\eta_{r_2}} E_{r_1+r_2} \xrightarrow{\eta_{-r_1}} E_{r_2}. \quad (3.5)$$

В рассматриваемом приближении амплитуды нерезонансных спектров (в том числе зеркально отраженной компоненты  $\vec{E}_0$ ) находятся из соотношений

$$\vec{E}_{0t} = -\vec{E}_{0r} + \sum_r (i\vec{\alpha}_r \mu_{-r} - \vec{\alpha}_r \xi_{-r}) E_r; \quad (3.6)$$

$$\vec{E}_{nt} = - \sum_r (i\vec{\alpha}_{n-r} \mu_{n-r} + \vec{\alpha}_r \xi_{n-r}) E_r, \quad (3.7)$$

а  $z$ -компоненты - из условий поперечности (2.8).

*Однорезонансный случай.* Пусть имеется одна резонансная решетка  $\eta_g$ , которая порождает одно резонансное поле, и, возможно, еще некоторое количество нерезонансных решеток. Тогда в первом приближении  $z$ -компонента резонансного поля равна

$$E_r = P_r / G_{rr}. \quad (3.8)$$

В отсутствие нерезонансных решеток индекс  $n$  в (3.2), (3.3) пробегает значения 0 и  $2g$ , так что

$$G_{rr} = \beta_g + \xi_0 + (\beta_0^{-1} + \beta_{2g}^{-1}) [\vec{\alpha}_g]^2 (i\mu_g - \xi_g)(i\mu_{-g} - \xi_{-g}) - \\ - \sum_{\sigma=\pm 1} \beta_{(1+\sigma)g}^{-1} (i\vec{\alpha}_g \mu_g + \sigma \vec{\alpha}_g \xi_g)(i\vec{\alpha}_{-g} \mu_{-g} + \sigma \vec{\alpha}_{-g} \xi_{-g}). \quad (3.9)$$

Для рассеяния на отдельно рассматриваемых решетках рельефа или



импеданса из (3.8), (3.9) следуют более простые формулы:

$$E_r = \frac{-2i\mu_g [\vec{\alpha}\vec{H}]_z}{\beta_g + \xi_0 + (\beta_0^{-1} + \beta_{2g}^{-1}) (\vec{\alpha}\vec{\alpha}_g)^2 |\mu_g|^2}; \quad (3.10)$$

$$E_r = \frac{2\xi_g [\vec{\alpha}_g\vec{H}]_z}{\beta_g + \xi_0 - (\beta_0^{-1} + \beta_{2g}^{-1}) (1 - [\vec{\alpha}\vec{\alpha}_0]^2) \xi_g \xi_{-g}}. \quad (3.11)$$

Квадратичные по амплитудам решеток слагаемые в знаменателях описывают сдвиг и уширение резонанса. В отсутствие одноактного перерасеяния между резонансными модами (как в данном случае, когда имеется только одно резонансное поле) учет квадратичных по  $\mu_g$ ,  $\xi_g$  поправок существен при  $|\mu_g|$ ,  $|\xi_g| \geq |\beta_g + \xi_0|^{1/2}$  [23].

*Двухрезонансный случай.* Если в результате рассеяния возникают два резонансных поля  $E_{r_1}$  и  $E_{r_2}$ , то необходимо решать систему (2.16), состоящую из двух уравнений. Формальное решение не представляет труда, в частности,

$$E_{r_1} = \frac{P_1 G_{22} - P_2 G_{12}}{G_{11} G_{22} - G_{12} G_{21}}. \quad (3.12)$$

Заметим, что двухрезонансный случай реализуется в двух качественно различных ситуациях: во-первых, когда имеются две различные резонансные решетки  $\eta_{r_1}$  и  $\eta_{r_2}$ , и, во-вторых, при симметричном рассеянии на одной решетке  $\eta_r$  в стоксову и антистоксову компоненты (например, при нормальном или близком к нормальному падению). Коэффициенты  $G_{rr}$ , (которые мы не приводим из-за недостатка места) в этих ситуациях несколько различаются из-за разного набора промежуточных нерезонансных полей, участвующих в перерасеянии между резонансными полями. Вследствие межмодовых взаимодействий резонансы, как это видно из (3.12), связаны друг с другом. При этом если в спектре решеток присутствует нерезонансная решетка  $\eta_{g_3}$  с  $\vec{g}_3 = \vec{g}_1 - \vec{g}_2$ , рассеяние на которой непосредственно переводит резонансные поля друг в друга, то резонансы оказываются связанными уже в первом порядке по амплитуде решетки  $\eta_{g_3}$ , поскольку  $G_{12} \sim \eta_{g_3}$ ,  $G_{21} \sim \eta_{-g_3}$ . Поэтому вклад таких межмодовых решеток будет существен уже при  $|\eta_{g_3}| \sim |\beta_r + \xi_0|$ , т.е. при существенно меньших амплитудах, чем в случае внутримодовых нелинейностей (ср. [27]).

Отметим, что при амплитудах резонансных решеток  $|\eta_{r_1}|, |\eta_{r_2}| \sim |\xi_0|^{1/2}$  нерезонансное поле  $E_{r_1+r_2}$  того же порядка, что и  $E_0$ . При этом может оказаться, что  $\vec{g}_1 + \vec{g}_2 = 2\vec{k}_t$ . Тогда волна  $E_{r_1+r_2}$  будет распространяться в антизеркальном направлении, что соответствует сильному обратному рассеянию. Этот интересный случай будет рассмотрен отдельно в другой публикации.

Рассмотрение большого числа резонансов первого порядка не представляет принципиальной трудности. Более сложным является исследование резонансов в спектрах высших порядков, а также одновременный учет резонансов в спектрах первого и более высокого (например второго) порядков. Ввиду громоздкости эти случаи требуют отдельного рассмотрения.

При скользющем падении  $\cos\theta \approx |\xi_0|$  в состав резонансных волн должна быть включена зеркально отраженная компонента. Как показано в [27], при скользющем падении на синусоидальную решетку рельефа с периодом  $d \sim \lambda/2$  (резонанс в  $-1$ -спектре) сильные резонансные эффекты (подавление зеркального отражения и незеркальное отражение) достигаются при меньшей глубине решетки, чем в случае наклонного падения. Аналогичный результат получается и при рассеянии на импедансной решетке.

В работе развит общий подход к решению задачи дифракции на гладкой поверхности при наличии резонансов Вуда. Предложенная схема решения позволяет находить рассеянные поля с любой точностью при произвольной геометрии рассеяния. При этом одновременно рассмотрена дифракция как на решетках рельефа, так и на импедансных решетках, что позволяет сравнивать эффективность рассеяния этими структурами.

Как известно [5 - 8], резонансная дифракция света на неровностях поверхности играет большую роль в процессе формирования периодических структур (ПС) лазерным излучением, так как дифракционные резонансы задают спектр генерируемых ПС. Поскольку зависимости амплитуд полей от ориентации решеток рельефа и импеданса отличаются (ср. (3.10) и (3.11)), то наличие импедансной решетки может существенно изменить характер взаимодействия света с поверхностью. В частности, наличием импедансной решетки можно объяснить [15, 29] переориентацию ПС, формируемых  $p$ -поляризованным излучением, с увеличением угла падения [6]: при малых углах падения  $\theta$  образуются ПС с  $\vec{g} \perp \vec{N}$ , при больших  $\theta - \vec{g} \parallel \vec{N}$ , в то время как решетка рельефа  $\vec{g} \parallel \vec{N}$  имеет нулевой инкремент роста [8]. Во всяком случае сравнение наблюдаемых ПС с рассчитанными требует учета модуляции импеданса. Особенно это существенно для полупроводников,

сильно меняющих оптические свойства в процессе взаимодействия (пиролиз, фотолиз [30]).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wood R.W. // Phys. Rev. 1935. V. 48. N 11. P. 928.
2. Maystre D., Petit R. // Opt. Commun. 1976. V. 17. N 2. P. 196.
3. Гандельман Г. М., Кондратенко П. С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. N 5. С. 246.
4. Гигантское комбинационное рассеяние / Под ред. Р. Ченга, Т. Футака. - М.: Мир, 1984.
5. Бонч-Бруевич А. М., Коченгина М. К. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. N 6. С. 1186.
6. Sipe J.E., Young J.F. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 1141. P. 1155; Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 2001.
7. Ахманов С. А., Емельянов В. И. и др. // УФН. 1985. Т. 147. N 4. С. 673.
8. Спевак И. С., Конторович В. М. и др. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. N 1. С. 104.
9. Brueck S.R.J., Ehrlich D.J. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. N 24. P. 1678.
10. Козлова Е. К., Портнягин А. И. и др. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. N 6. С. 1280.
11. Беляков Л. В., Горячев Д. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. N 5. С. 261.
12. Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Левинский Б. Н. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. N 5. С. 1021.
13. Gousheng Z., Feuchet P.M., Siegman A.E. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 10. P. 5366.
14. Капаев В. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. N 12. С. 50.
15. Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. N 3. С. 572.
16. Агеев Л. А., Блоха В. Б., Милославский В. К. // УФЖ. 1985. Т. 30. N 4. С. 511; Поверхность. 1987. Т. 12. С. 31.
17. Кондрашов С. В., Пилипецкий Н. Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. N 3. С. 153.
18. Дерюгин Л. Н. // ДАН СССР. 1954. Т. 94. N 3. С. 203.
19. Урусовский И. А. // ДАН СССР. 1960. Т. 131. N 4. С. 801.
20. Лысанов Ю. П. // Акуст. журн. 1960. Т. 6. N 1. С. 77.
21. Кац А. В., Маслов В. В. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. N 2. С. 496.
22. Емельянов В. И., Семиногов В. Н., Соколов В. И. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. N 10. С. 2028.
23. Ахманов С. А., Семиногов В. Н., Соколов В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. N 5. С. 1654.
24. Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Левинский Б. Н. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. N 8. С. 1610.



25. Кац А. В., Павицкий П. Д., Спевак И. С. // В сб.: Волны и дифракция-90. - М.: Физическое общество, 1990. Т. 3. С. 66.
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1982.
27. Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Левинский Б. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. N 7. С. 915.
28. Гандельман Г. М., Кондратенко П. С. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. N 4. С. 1470.
29. Капаев В. В. // Микроэлектроника. 1985. Т. 14. N 3. С. 222.
30. Семиногов В. Н., Худобенко А. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. N 2. С. 504.

Научно-производственное объединение  
"Метрология"

Поступила в редакцию  
24 сентября 1990 г.

TO THE THEORY OF DIFFRACTION BY THE INTERFACE OF HIGHLY  
REFLECTING MEDIUM WITH PERIODICALLY MODULATED CHARACTERISTICS

*A. V. Kats, P. D. Pavitskij, I. S. Spevak*

The problem of diffraction by simultaneously existing lattices of the boundary profile and impedance at the presence of resonance with surface electromagnetic waves is discussed. The problem is solved in impedance approximation (Leontovich's boundary condition) and by using Rayleigh's hypothesis. The method of solution is based on the separation of resonance fields for which the finite equation set is derived. The proposed nonresonance fields elimination regular procedure makes it possible to obtain a solution with an arbitrary accuracy and for an arbitrary scattering geometry. The concrete results in the main approximation are given for the case of several resonances in the first order spectra.