

УДК 537.874.6

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ РЕШЕТОК ПЛОСКОЙ ВОЛНОЙ В РЕЖИМЕ АВТОКОЛЛИМАЦИИ

C. A. Масалов, Ю. К. Сиренко

На основе строгого решения задач дифракции проведено аналитическое и численное исследование энергетических характеристик отражательных ножевых решеток различной геометрии в режиме автоколлимации. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения разработки систем ослабления помех, создания высокодобротных открытых резонаторов и т. п.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим периодическую решетку типа гребенки, состоящую из бесконечно тонких и бесконечно длинных идеально проводящих лент. Основание гребенки (плоскость  $z = -\delta/2$ ) выполнено из идеального проводника или идеального «магнетика» (случай, представляющий интерес для акустики), а щели заполнены диэлектриком, с  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  (рис. 1). Дифракция плоской электромагнитной волны описывается двумя скалярными задачами соответственно для случаев  $E$ - и  $H$ -поляризаций. При возбуждении структуры в каждой из этих задач первичной волной  $E_x^0(H_x^0) = \exp[i(x(y \sin \varphi - z \cos \varphi))]$  рассеянное решеткой поле  $E_x(H_x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^{\pm} \exp[i(\alpha_n z + \Phi_n y)]$  однозначно определяется бесконечными последовательностями комплексных амплитуд пространственных гармоник  $\{a_n^{\pm}\}_{n=-\infty}^{\infty}$ , принадлежащими пространству  $\tilde{l}_2$  [1].

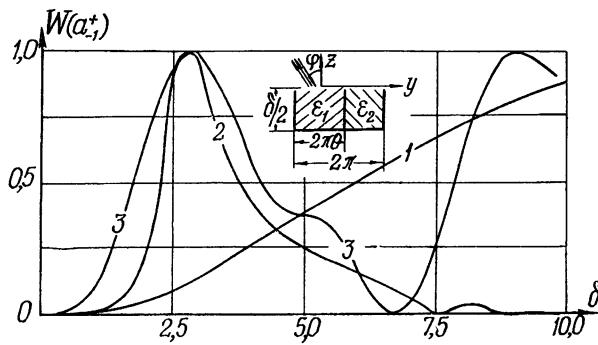


Рис. 1. 1 —  $\varphi = 45,8^\circ$ ,  $\theta = 0,2$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1,0$ ; 2 —  $\varphi = 45,8^\circ$ ,  $\theta = 0,2$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 4,0$ ; 3 —  $\varphi = 25,7^\circ$ ,  $\theta = 1,0$ ,  $\epsilon_1 = 1,0$ .

Здесь  $x = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $\alpha_n = (\chi^2 - \Phi_n^2)^{1/2}$ ,  $\Phi_n = n + x \sin \varphi$ ,  $\operatorname{Im} \alpha_n \geq 0$ ,  $\operatorname{Re} \alpha_n \geq 0$ ,  $a_n^+$  и  $a_n^-$  — амплитуды дифракционных спектров решетки с основанием из идеального проводника и идеального «магнетика», зависимость от времени принята в виде  $e^{-i\omega t}$ .

Автоколлимационное отражение на  $p$ -й гармонике возможно, когда относительная частота  $\kappa$  и угол падения  $\varphi$  связаны соотношением  $2\kappa \sin \varphi = -p$ . В этом случае  $p$ -я гармоника рассеянного поля распространяется обратно в передатчик, и этот режим можно использовать для дополнительного разрежения спектра открытого резонатора, зеркалами которого служат идеально проводящая плоскость и отражательная решетка. Добротность такого резонатора тем выше, чем ближе коэффициент отражения  $W(a_n) = |a_n|^2 \operatorname{Re} \alpha_n / \alpha_0$  на автоколлимирующей гармонике к единице [2]. Возможно применение такого режима и для ослабления помех, обусловленных переотражениями, например, при использовании наземных радиосистем, навигации, ориентаций и слепой посадки [3]. Об интересе к подобным исследованиям говорит появление вслед за работой [3] двух ее сокращенных переводов [4, 5]. Однако в [3] рассматривается простейшая структура с ограниченным числом управляющих параметров, численные результаты получены лишь для случая  $H$ -поляризации и углов падения  $\varphi > 30^\circ$  из решения, не учитывающего влияния высших нераспространяющихся гармоник.

Ниже на основе строгого решения задач дифракции  $E$ - и  $H$ -поляризованных волн на решетке со сложной структурой периода проводится аналитическое и численное исследование энергетических характеристик рассеяния в режиме автоколлимации без существенных ограничений как на параметры первичной волны, так и на геометрические параметры структуры.

## 2. СТРОГОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ

Пусть решетка возбуждается электромагнитной волной с единственной отличной от нуля компонентой вектора напряженности электрического поля  $E_x^0$  (случай  $E$ -поляризации). Представляя рассеянное поле в области  $0 > z > -\delta/2$  в виде бесконечных рядов по собственным волнам соответствующих волноводов, удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных составляющих векторов напряженности полного поля на границе частичных областей в плоскости  $z = 0$  и граничному условию на основании решетки в плоскости  $z = -\delta/2$ , с учетом того, что  $\alpha_n = \alpha_{-n+p}$ ,  $\Phi_n = -\Phi_{-n+p}$ , получаем две парные бесконечные системы линейных алгебраических уравнений первого рода

$$\sum_{n=-q}^{\infty} \frac{\alpha_{n,1}^{\pm}(2 - \delta_{-q}) \cos \Phi_n \pi \theta}{\alpha_n - \beta_{m,j}} = \mu_{m,j}^{\pm} \left[ \sum_{n=-q}^{\infty} \frac{\alpha_{n,1}^{\pm}(2 - \delta_{-q}) \cos \Phi_n \pi \theta}{\alpha_n + \beta_{m,j}} - f_1(-\beta_{m,j}) \right] = z_{m,j,1}^{\pm} \quad (m = 1, 3, 5, \dots),$$

$$\sum_{n=-q+1}^{\infty} \frac{2\alpha_{n,2}^{\pm} \sin \Phi_n \pi \theta}{\alpha_n - \beta_{m,j}} =$$

$$= \mu_{m,j}^{\pm} \left[ \sum_{n=-q+1}^{\infty} \frac{2\alpha_{n,2}^{\pm} \sin \Phi_n \pi \theta}{\alpha_n + \beta_{m,j}} - f_2(-\beta_{m,j}) \right] = z_{m,j,2}^{\pm} \quad (1)$$

$$(m = 2, 4, 6, \dots, j = 1, 2, q = -\frac{p}{2} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

решения которых следующим образом связаны с амплитудами дифракционного спектра в зоне отражения решетки:

$$a_n^\pm = a_{n,1}^\pm + a_{n,2}^\pm + \operatorname{Res} f_1(\alpha_n)[(2 - \delta_{-q}^n) \times \times \cos \Phi_n \pi \theta]^{-1} + \operatorname{Res} f_2(\alpha_n)(2 \sin \Phi_n \pi \theta)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь

$$\beta_{m,j} = \left( x^2 - \frac{m^2}{4\theta_j^2} \right)^{1/2}, \quad \theta_j = \begin{cases} \theta & (j=1) \\ 1-\theta & (j=2) \end{cases}$$

$$\bar{\beta}_{m,j} = \left( x^2 \epsilon_j - \frac{m^2}{4\theta_j^2} \right)^{1/2}, \quad \mu_{m,j}^\pm = [\lambda_{m,j} \pm \exp(i\bar{\beta}_{m,j}\delta)] \times$$

$$\times [1 \pm \lambda_{m,j} \exp(i\bar{\beta}_{m,j}\delta)]^{-1}, \quad \lambda_{m,j} = (\bar{\beta}_{m,j} - \beta_{m,j})(\bar{\beta}_{m,j} + \beta_{m,j})^{-1},$$

$$a_{n,1}^\pm = a_{-n-2q,1}^\pm, \quad a_{n,2}^\pm = -a_{-n-2q,2}^\pm, \quad n = -q+1, -q+2, \dots,$$

$$a_{-q,2}^\pm = 0,$$

$$f_1(\omega) = \frac{\cos \Phi_0 \pi \theta \exp[i(\omega + \alpha_0)\psi(\theta)]R_1(\omega)}{(\omega + \alpha_0)R_1(-\alpha_0)},$$

$$f_2(\omega) = \frac{\sin \Phi_0 \pi \theta \exp[i(\omega + \alpha_0)\psi(\theta)]R_2(\omega)}{(\omega + \alpha_0)R_2(-\alpha_0)},$$

$$R_1(\omega) = \prod_{s=0}^{\infty} \frac{(\beta_{2s+1,1} - \omega)(\beta_{2s+1,2} - \omega)4i\theta(\theta-1)(s+1)}{(\alpha_{-q+s} - \omega)(2s+1)^2},$$

$$R_2(\omega) = \prod_{s=1}^{\infty} \frac{(\beta_{2s,1} - \omega)(\beta_{2s,2} - \omega)i\theta(\theta-1)}{(\alpha_{-q+s} - \omega)s},$$

$$\psi(\theta) = \theta \ln \theta + (1-\theta) \ln(1-\theta).$$

Математическая формулировка исходной электродинамической задачи в виде (1), (2) оказывается некорректной [6]. Для ее регуляризации применим метод частичного обращения оператора бесконечных систем уравнений первого рода [1], сущность которого заключается в построении эквивалентных (1) бесконечных систем уравнений второго рода, свойства матричных операторов которых позволяют доказать теорему существования и единственности решения и обосновать возможность получения численных результатов с помощью какого-либо приближенного метода.

Остановимся подробно лишь на полуобращении первой из систем (1). Специфический вид матричного оператора, выделенного в ее левой части, позволяет отождествить каждое уравнение, отвечающее набору индексов  $\{m, j, \pm\}$ , с разложением в ряд из главных частей значений  $Q_1^\pm(\beta_{m,j})$  функций  $Q_1^\pm(\omega)$ , мероморфных в конечной плоскости комплексного переменного  $\omega$  и удовлетворяющих условиям [7]

$$-\operatorname{Res} Q_1^\pm(\alpha_n) = a_{n,1}^\pm(2 - \delta_{-q}^n) \cos \Phi_n \pi \theta \quad (n = -q, -q+1, \dots),$$

$$-Q_1^\pm(\beta_{m,1}) = -z_{m,1,1}^\pm \quad (m = 1, 3, 5, \dots, j = 1, 2),$$

$-Q_1^\pm(\omega)$  стремятся к нулю на какой-либо правильной системе контуров в плоскости переменного  $\omega$ , радиус которых бесконечно растет.

Двум последним требованиям удовлетворяем, представляя  $Q_1^\pm(\omega)$  в виде

$$Q_1^{\pm}(\omega) = \sum_{s, j} \varphi_{s, 1}^{(l)}(\omega) z_{s, j, 1}^{\pm} \quad (s = 1, 3, 5, \dots, j = 1, 2),$$

$$\varphi_{t, 1}^{(l)}(\omega) = -\exp [i(\omega - \beta_{t, 1})\psi(\theta)] \left[ \frac{R_1(\omega)}{R_1(\beta_{t, 1})} \right]^{(t)},$$

где индекс в скобках означает, что сомножитель  $(\beta_{2s+1, j} - \omega) \times (\beta_{2s+1, j} - \beta_{t, 1})^{-1}$  с  $s$  таким, что  $2s + 1 = t$  из бесконечного произведения опущен.

Первое требование приводит к бесконечным системам линейных алгебраических уравнений второго рода относительно новых неизвестных и пересчетным формулам

$$\begin{aligned} z_{m, j, 1}^{\pm} &= -\mu_{m, j}^{\pm} \left[ \sum_{s, t} \varphi_{t, 1}^{(s)}(-\beta_{m, j}) z_{t, s, 1}^{\pm} + f_1(-\beta_{m, j}) \right], \\ a_{n, 1}^{\pm}(2 - \delta_{-q}^n) \cos \Phi_n \pi \theta &= \sum_{m, j} \operatorname{Res} \varphi_{m, 1}^{(l)}(a_n) z_{m, j, 1}^{\pm} \end{aligned} \quad (3)$$

$$(n = -q, -q + 1, \dots, m, t = 1, 3, 5, \dots, s, j = 1, 2).$$

К аналогичной задаче относительно неизвестных  $z_{m, j, 2}^{\pm}$  переходим и в случае второй из систем (1).

Так как  $\lambda_{m, j} = O(m^{-2})$ ,  $\varphi_{m, 1}^{(l)}(\omega) = O[m^{1/2} \omega^{-1/2} (\omega - \beta_{m, 1})^{-1}]$  при  $m, |\omega| \rightarrow \infty$ , то операторы систем (3) вполне непрерывны в  $\tilde{l}_2$ , а следовательно, системы (3) однозначно разрешимы в  $\tilde{l}_2$  при любой правой части из  $\tilde{l}_2$ , и приближенные значения их решений можно получить методом редукции, сходящимся по норме пространства  $\tilde{l}_2$ .

Из легко получаемого равенства

$$z - z_N = P_N A(z - z_N) + R_N z \quad (4)$$

(здесь  $z = \{z_m\}$  — один из векторов  $z_{j, 1}^{\pm} = \{z_{m, j, 1}^{\pm}\}$ ,  $A$  — соответствующий ему оператор систем (3),  $P_N$  — оператор проектирования,  $R_N = E - P_N$ ,  $E$  — единичный оператор,  $z_N$  — приближенное решение), принимая во внимание ограниченность в  $\tilde{l}_2$  оператора  $(E - P_N A)^{-1}$ , которая следует из полной непрерывности оператора  $A$ , видим, что для оценки скорости сходимости метода редукции достаточно определить скорость убывания координат векторов  $z$ . Путем последовательных подстановок оценок  $z_m$  в систему (3), начиная с  $|z_m| < \text{const } m^{-1}$ , которая следует из разрешимости (3) в пространстве  $\tilde{l}_2$ , получаем

$$|z_m| \leq \text{const } m^{-7/2} \quad (m \rightarrow \infty), \quad (5)$$

и с помощью (4) приходим к следующей оценке скорости сходимости метода редукции  $\|z - z_N\|_{\tilde{l}_2} \leq \text{const } N^{-5/2}$  ( $N \rightarrow \infty$ ). Здесь  $N$  — число учитываемых уравнений в усеченной системе (3). В силу ограниченности в  $\tilde{l}_2$  операторов пересчетных формул в (3) такую же оценку получаем и для нормы разности точных и приближенных значений векторов амплитуд дифракционных спектров решетки.

Заметим, что оценок (5) достаточно также и для доказательства эквивалентности (3) исходной электродинамической задаче по методу, который использовался в [6].

Итак, системы (3) могут служить основой для построения строгого алгоритма численного решения исходной электродинамической задачи. Эффективность этого алгоритма определяет полученная выше оценка скорости сходимости метода редукции. Процесс получения решения для нечетных значений  $p$ , а также для случая  $H$ -поляризации отличается лишь незначительными деталями.

### 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ

Пусть решетка простой геометрии ( $\theta = 1$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$ ) возбуждается  $E$ -поляризованной волной единичной амплитуды и выполнено условие, необходимое для автоколлимационного отражения на минус первой пространственной гармонике, т. е.  $x \sin \varphi = 0,5$ . В этом случае решение задачи полностью определяется подсистемами, которым соответствует значение индекса  $j = 1$ , а алгебраическая сходимость метода редукции заменяется экспоненциальной, что позволяет при достаточно больших  $\delta$  ограничиться при решении систем (3) учетом лишь тех уравнений, номера которых соответствуют действительные значения постоянных распространения  $\beta_{m,l} = \beta_m$ .

Так, при  $0,5 < x < 1$  в волноводных районах распространяется только одна гармоника с постоянной  $\beta_1$ , и с погрешностью порядка  $O[\exp(-|\beta_2| \delta)]$  можно получить из (3)

$$2a_0^\pm = \mp \exp(i\beta_1\delta) - \exp(i\gamma), \quad (6)$$

где

$$\operatorname{Im} \gamma = 0,$$

$$\gamma = \sum_{s=1}^{\infty} \left( \operatorname{Arccos} \frac{|\beta_{2s}|^2 - \alpha_0^2}{|\beta_{2s}|^2 + \alpha_0^2} - \operatorname{Arccos} \frac{|\alpha_s|^2 - \alpha_0^2}{|\alpha_s|^2 + \alpha_0^2} \right)^n.$$

Так как в этом частотном диапазоне над решеткой распространяются только нулевая и минус первая пространственные гармоники ( $\operatorname{Re} \alpha_0 = \operatorname{Re} \alpha_{-1} > 0$ ), то коэффициент отражения на минус первой гармонике  $W(a_{-1}^\pm)$  будет достигать единицы в тех точках, в которых  $a_0^\pm = 0$ , или  $\exp[i(\beta_1\delta - \gamma)] = \mp 1$ . Это уравнение очевидно разрешимо для положительных  $\delta$ , а следовательно, в данном частотном диапазоне можно подобрать такую высоту ребер решетки, которая обеспечит максимальную эффективность отражения обратно в передатчик. Точки максимальной эффективности на оси  $\delta$  будут периодически с периодом  $2\pi/\beta_1$  повторяться.

В ряде конкретных приложений [3] важно получить  $W(a_{-1}^\pm) = 1$  при небольших  $\delta$ , при этом зависимость  $W(a_{-1}^\pm)$  от  $\delta$  в малой окрестности этой точки должна быть либо слабой, либо сильной (добротность режима). Очевидно, что на решетке с простой геометрией периода в данном частотном диапазоне такие условия можно реализовать далеко не при любых значениях  $x$  или  $\varphi$ . Все зависит от значения величин  $\gamma$  и  $\beta_1$ . Так, при  $\beta_1$ , близком к нулю ( $x$  близко к 0,5),  $W(a_{-1}^\pm)$  не критично по отношению к изменению  $\delta$  в небольшой окрестности точки максимальной эффективности, но значение  $\delta$  в этой точке будет сравнимо с  $1/\beta_1$ .

Диапазон  $x > 1$  оказывается уже резонансным для решетки с простой геометрией [3]. Так, при  $1 < x < 1,5$  над решеткой распространяются по-прежнему две гармоники с равными постоянными распространения, а в волноводных районах появляется гармоника с постоянной  $\beta_2$ . В этом случае с погрешностью порядка  $O[\exp(-|\beta_4| \delta)]$  из (3) получаем

$$a_0^{\pm} = \mp \left[ \exp \left\{ \frac{i}{2} [\beta_1 \delta + \beta_2 \delta + \varphi(\alpha_0) + \varphi(-\beta_2)] \right\} \left\{ \cos \frac{1}{2} [\beta_1 \delta - \beta_2 \delta - \varphi(\alpha_0) - \varphi(-\beta_2)] \mp \frac{\alpha_0 - \beta_2}{\alpha_0 + \beta_2} \cos \frac{1}{2} [\beta_1 \delta + \beta_2 \delta - \varphi(\alpha_0) + \varphi(-\beta_2)] \right\} \right] \left[ 1 \mp \frac{\alpha_0 - \beta_2}{\alpha_0 + \beta_2} \exp \{ i[\beta_2 \delta + \varphi(-\beta_2)] \} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Из (7) получаем уравнение, корни которого обращают в нуль  $a_0^{\pm}$ , т. е. определяют те значения параметров  $\kappa$ ,  $\varphi$ ,  $\delta$ , при которых достигается максимальное отражение на минус первой гармонике:

$$\frac{\cos \frac{1}{2} [\beta_1 \delta - \beta_2 \delta - \varphi(\alpha_0) - \varphi(-\beta_2)]}{\cos \frac{1}{2} [\beta_1 \delta + \beta_2 \delta - \varphi(\alpha_0) + \varphi(-\beta_2)]} = \pm \frac{\alpha_0 - \beta_2}{\alpha_0 + \beta_2}. \quad (8)$$

Здесь

$$\varphi(\omega) = \sum_{s=1}^{\infty} \operatorname{Arccos} \frac{|\beta_{2s+2}|^2 - |\omega|^2}{|\beta_{2s+2}|^2 + |\omega|^2} - \operatorname{Arccos} \frac{|\alpha_s|^2 - |\omega|^2}{|\alpha_s|^2 + |\omega|^2},$$

и доказательство разрешимости (8) в действительных числах становится очевидным, если отметить, что  $\operatorname{Im} \varphi(\alpha_0) = \operatorname{Im} \varphi(-\beta_2) = 0$ . Численное исследование уравнения (8) показывает, что достижение точек максимальной эффективности отражения на минус первой гармонике в этом диапазоне связано с возбуждением квазисобственных режимов решетки как открытого периодического резонатора. Добротность соответствующего резонанса можно определить отношением  $\kappa'/2\kappa''$ , где  $\kappa = \kappa' - i\kappa''$  есть комплексный корень дисперсионного уравнения

$$1 \mp \frac{\alpha_0 - \beta_2}{\alpha_0 + \beta_2} \exp \{ i[\beta_2 \delta + \varphi(-\beta_2)] \} = 0.$$

Если  $(\beta_1 + \beta_2)(\beta_1 - \beta_2)^{-1} = m/n$ , где  $m$  и  $n$  — взаимнопростые числа, то решения (8) будут также периодичны по  $\delta$  с периодом  $4\pi m(\beta_1 + \beta_2)^{-1}$ , но характер  $W(a_{\pm}^{\pm})$  на протяжении одного периода будет разнообразней, чем в нерезонансной области (больше режимов полного отражения с разными добротностями).

Уравнения типа (8), позволяющие провести предварительный качественный анализ дифракционных свойств решетки в режиме автоколлимации, можно получить и в случае  $H$ -поляризации для  $0.5 < \kappa < 1.0$ , а при учете в (3) все большего числа уравнений и для других частотных диапазонов как в  $E$ , так и в  $H$ -случае.

При дифракции  $E$ -поляризованной волны на решетке простой геометрии в режиме автоколлимации резонансная область ограничена снизу значениями  $\kappa = 1.0$ , т. е. автоколлимационное рассеяние на такой решетке в резонансной области возможно для углов падения  $\varphi < 30^\circ$ .

Введение диэлектрического заполнения волноводных районов, изменение структуры периода решетки путем вариации параметра  $\theta$  позволяют в случае  $E$ -поляризации перейти в резонансную область и при  $\varphi > 30^\circ$  получить полное отражение на минус первой гармонике при небольших значениях величин  $\delta$  (кривые 2, 3 рис. 1) и практически для любых углов падения  $\varphi$  управлять добротностью и местоположением этих режимов. О преимуществе, которое достигается переходом от не-

резонансной области изменения значений параметров в резонансную, можно судить, сравнивая кривые 1 и 2 рис. 1. Первая кривая соответствует нерезонансной области, и достижение значения  $W(a_{-1}^+) = 1$  возможно лишь при больших значениях  $\delta$ . Переход в резонансную область позволяет значительно снизить этот порог.

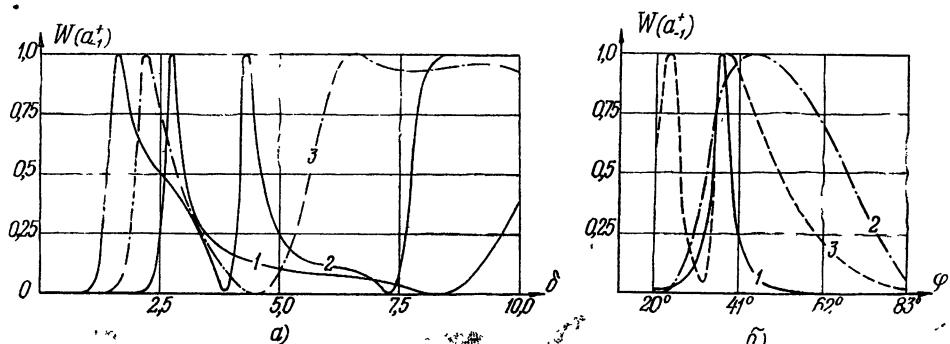


Рис. 2.  $\theta = 0,3$ ,  $\epsilon_2 = 1,0$ ; а)  $\varphi = 30^\circ$ , 1 —  $\epsilon_1 = 1,0$ , 2 —  $\epsilon_1 = 4,0$ , 3 —  $\epsilon_1 = 2,0$ ;  
б)  $\delta = 5,0$ , 1 —  $\epsilon_1 = 1,0$ , 2 —  $\epsilon_1 = 4,0$ , 3 —  $\epsilon_1 = 2,0$ .

Рис. 2 демонстрирует возможности автоколлимационного отражения на минус первой гармонике при возбуждении решетки плоской  $H$ -поляризованной волной. Если в случае решетки простой геометрии максимальную эффективность отражения на минус первой гармонике для малых  $\varphi$  можно было получить только при больших  $\delta$  [3], то при переходе к решеткам со сложной структурой периода достижение аналогичного результата становится возможным и при малых  $\delta$  (рис. 2, кривые 1 и 3 рис. 2б). Рис. 2а показывает также, что существуют широкие области изменения значений параметра  $\delta$ , в которых практически вся энергия отражается обратно в передатчик, а кривая 2 рис. 2б позволяет определить широкую область изменения углов падения  $\varphi$ , в которой достигается аналогичный результат.

Параметр  $\theta$ , определяющий внутреннюю структуру периода решетки, наиболее просто может быть использован в реальной конструкции при управлении дифракционными свойствами. Об эффективности такого управления как в случае  $E$ -, так и в случае  $H$ -поляризации можно судить по графикам, представленным на рис. 3. Они показывают, что практически для любого угла падения  $\varphi$  и небольших значений  $\delta$  в резонансной области изменения параметров можно добиться максимального отражения на минус первой гармонике только за счет изменения значения параметра  $\theta$ .

Результаты, аналогичные обсуждавшимся выше, можно получить и при использовании для работы в режиме автоколлимации высших пространственных гармоник. Особо следует отметить лишь один частный случай. При  $\varphi \rightarrow \pi/2$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$ ,  $\theta = 0,5$ ,  $2\pi \sin \varphi = p$ ,  $p$  — четное, коэффициенты отражения  $W(a_{-p}^+)$   $E$ -поляризованной волны решеткой с основанием из идеального «магнетика» и  $H$ -поляризованной волны решеткой с идеально проводящим основанием стремятся не к нулю, а к единице. Это связано с тем, что в пределе параметры решетки и первичной волны приобретают такие значения, при которых наблюдается так называемый геометрический резонанс. На существование такого резонанса в случае полупрозрачных ножевых решеток указывается в [1].

Именно проявлению геометрического резонанса кривые рис. 4а, в обязаны своим поведением при  $\varphi \rightarrow \pi/2$ . Если условия геометрического

резонанса нарушены, то  $W(a_{-2}^+)$  ( $E$ -случай) и  $W(a_{-2}^-)$  ( $H$ -случай) стремятся к нулю при  $\varphi \rightarrow \pi/2$  (рис. 4б). Сравнивая поведение кривых рис. 4а, в, рассчитанных для различных значений  $\delta$ , при  $\varphi \rightarrow \pi/2$  приходим к выводу, что в условиях, близких к условиям геометрического резонанса, выгоднее использовать решетки небольшой глубины в том случае, когда ставится задача охватить широкую область углов падения  $\varphi$ , близких к  $90^\circ$ , с высоким уровнем отражения энергии первичной волны обратно в передатчик.

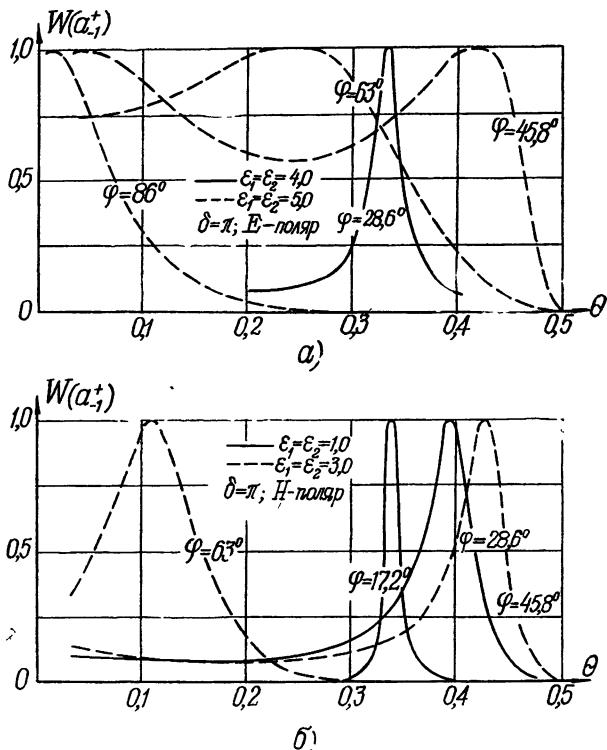
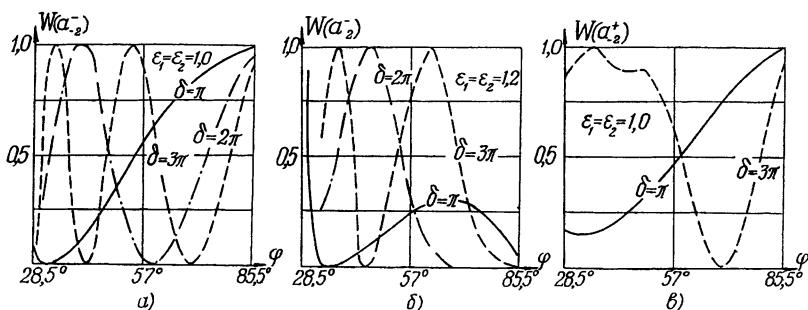


Рис. 3.

Рис. 4.  $\infty \sin \varphi = 1.0$ ;  $\theta = 0.5$ ; а, б)  $E$ -поляризация; в)  $H$ -поляризация.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ дает достаточно полное представление об основных энергетических свойствах рассеянных отражательными ножевыми решетками полей в режиме автоколлимации. Выбранная в работе

модель (геометрия решетки) при наличии запредельного режима в одном из каналов позволяет провести исследование влияния толщины ламелей на дифракционные свойства решеток. Результаты этого исследования, а также сравнительный анализ дифракционных свойств ножевых решеток и решеток из брусьев, подробно рассмотренных в [1], показывают, что при небольшой конечной толщине ламелей картины рассеянного решетками поля практически не отличаются, за исключением тех случаев, когда это небольшое изменение геометрии приводит к изменению отношения числа гармоник, распространяющихся в свободном пространстве и волноводных районах. Это хорошо согласуется с результатами работы [8], в которой показано, что данное отношение определяет характер рассеянного различными решетками волноводного типа поля.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб, *Дифракция волн на решетках*, изд. ХГУ, Харьков, 1973.
2. С. А. Масалов, Э. А. Яковлев, *Оптика и спектроскопия*, 43, № 6, 1129 (1977).
3. E. V. Jull, G. R. Ebbeson, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 25, № 4, 565 (1977).
4. Радиоэлектроника за рубежом. Информационный бюллетень, № 7, 22 (1978).
5. Радиотехника сверхвысоких частот. Экспресс-информация, № 12, 5 (1978).
6. Ю. К. Сиренко, Препринт ИРЭ АН УССР № 103, Харьков, 1978.
7. Б. В. Шабат, Введение в комплексный анализ, изд. Наука, М., 1969.
8. С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко, *Украинский физический журнал*, 23, № 9, 1439 (1978).

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
23 апреля 1979 г.

### EXCITATION OF REFLECTING LATTICES OF A PLANE WAVE IN AUTOCOLLIMATION REGIME

*S. A. Masalov, Yu. K. Sirenko*

Based on the strict solution of a diffraction problem analytic and numerical investigation is carried out of energetic characteristics of reflecting knife-type lattices of different geometry in autocollimation regime. Results obtained are of interest from the point of view of development of systems of noise attenuation, creation of high-quality open resonators and etc.