

УДК 537.874.6

НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН РЕШЕТКАМИ ВОЛНОВОДНОГО ТИПА. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

A. A. Кириленко, A. P. Кусайкин, Ю. К. Сиренко

Исследованы общие закономерности эффектов незеркального отражения плоских волн от решеток, содержащих области с явно выраженным волноводными свойствами. Приведена классификация и анализ режимов возбуждения, допускающих концентрацию всей или большей части энергии в одной из высших пространственных гармоник поля как в режиме автоколлимации, так и при рассогласовании углов распространения падающей и отраженной волн.

При дифракции плоской E - или H -поляризованной волны в зоне отражения решетки поле описывается функцией

$$U(y, z) = \exp(i \frac{2\pi}{l} (\Phi_0 y - \Gamma_0 z)) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp(i \frac{2\pi}{l} (\Phi_n y + \Gamma_n z)), \quad (1)$$

где $\kappa = l/\lambda$, $\Phi_n = n + \kappa \sin \varphi$, $\Gamma_n = (\kappa^2 - \Phi_n^2)^{1/2}$, $\operatorname{Im} \Gamma_n \geqslant 0$, l — период решетки, λ — длина волны, φ — угол падения первичной волны, зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$. Неизвестные комплексные амплитуды пространственных гармоник a_n определяют часть энергии рассеянного поля $W(a_n) = |a_n|^2 \operatorname{Re} \Gamma_n / \Gamma_0$, сосредоточенную в n -й гармонике, уходящей от решетки под углом к оси z (рис. 1), равным

$$\varphi_n = -\arcsin(n\kappa^{-1} + \sin \varphi).$$

Эффект незеркального отражения заключается в концентрации всей (или большей части) энергии рассеянного поля в одной из высших волн ($n \neq 0$). Частным случаем незеркального отражения является отражение в режиме автоколлимации, когда

$$2\kappa \sin \varphi = -n \quad (2)$$

и n -я гармоника распространяется в направлении $\varphi_n = \varphi_0$, противоположном направлению прихода первичной волны.

Классический пример незеркального отражения дает эффект полного отражения H -поляризованной плоской волны от идеально проводящего эшелетта с прямым зубцом, когда волновой вектор падающей волны перпендикулярен одной из граней зубца решетки, а вдоль другой грани при условии (2) укладывается целое число полуволн. Тогда $W(a_n) = 1$ и $W(a_m) = 0$, $m \neq n$. В случае E -поляризации эшелетт также способен к сильной (однако не полной) концентрации энергии в одной из высших гармоник спектра [1].

Аналогичные эффекты (в основном, в случае H -поляризации) замечались и при взаимодействии волн с другими периодическими отражателями. При этом в [2], по-видимому, впервые было показано, что

100-процентное автоколлимационное отражение возможно и на гребенке, причем не только для H -, но и для E -поляризованных волн. Там же отмечена связь этого эффекта со спецификой гребенки, с наличием в ее щелях распространяющихся волноводных волн, с существованием комплексных корней соответствующего дисперсионного уравнения. Позже различными авторами [3–6] исследованы отдельные стороны явлений незеркального отражения от гребенки: возможность полного отражения сразу на двух поляризациях [3], влияние профиля и конечной проводимости канавок на амплитуду (-1)-й волны [4], возможные приложения [5] и др. [6].

В большинстве случаев как анализ, так и интерпретация таких явлений велись с «оптических» позиций, в результате чего вне поля зрения остался ряд вопросов, важных как для понимания и прогноза эффектов незеркального отражения, так и (что наиболее важно) для применения их в различных радиофизических устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Ниже, на примере отражения волн от гребенки с прямоугольным зубцом, дано детальное исследование влияния режимов возбуждения на характер эффектов полного незеркального отражения. Проанализированы возможности управления добротностью путем изменения профиля и заполнения канавок, закономерности поведения ближних полей и фазовых характеристик.

Сделаем несколько замечаний, касающихся физической сущности рассматриваемых явлений. Исследуемые структуры содержат области, регулярные для волноводных волн

(рис. 1). Это определяет как их коренное отличие от классических отражательных решеток типа эшеллонов, так и способ анализа. В аналогичных полупрозрачных структурах волноводного типа [7, 8] определяющую роль играет соотношение между числом распространяющихся пространственных гармоник в зонах отражения и прохождения с несовпадающими постоянными распространения (N) и числом волноводных волн (M), осуществляющих связь между этими зонами. Характер вторичного поля существенно зависел от режима возбуждения $\{N, M\}$, причем резко резонансные явления наблюдались в областях с $N < M$. Оказывается, что аналогичная разбивка всей области изменения параметров на районы с различными значениями компонент вектора $\{N, M\}$ имеет смысл и при анализе отражательных решеток. Отношение N к M и здесь позволяет выделить резонансные и нерезонансные области, на чем основывается и прогноз возможности достижения предельных характеристик в режиме незеркального отражения.

Особо отметим специфику автоколлимационного отражения, заключающуюся в том, что постоянные распространения зеркальной (нулевой) и автоколлимирующей ($-n$ -й) гармоник совпадают, кроме того, при этом совпадают и постоянные распространения других гармоник, с номерами, равнотостоящими от 0 и $-n$ в противоположных направлениях числовой оси. Это обстоятельство учитывается при определении числа N , вклад в величину которого должен вноситься только гармониками с несовпадающими постоянными распространениями.

Аналитическое исследование различных режимов незеркального отражения волн решетками волноводного типа в работе проведено, на-

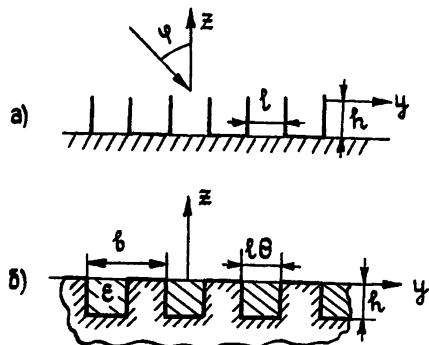


Рис. 1. Решетки волноводного типа. Сечение плоскостью $x=0$.

примере ножевой отражательной решетки (рис. 1а). Последующее обобщение полученных результатов на решетки более общего вида (рис. 1б) основывается на данных численных экспериментов со строгими математическими моделями соответствующих задач дифракции [1, 9]. Ниже речь идет в основном о возбуждении решеток плоской E -поляризованной волной. Переход к случаю H -поляризации будет каждый раз оговариваться, соответствующие обозначения отличаются от случая E -поляризации наличием верхнего индекса H .

1. АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ НА (-1) -Й ГАРМОНИКЕ

Метод полуобращения в задачах дифракции волн на ножевых отражательных решетках приводит к конечным представлениям амплитуд гармоник с погрешностью, экспоненциально убывающей с ростом $\delta = h/l$ [1]. Это обстоятельство позволяет провести строго обоснованное аналитическое исследование условий проявления эффекта незеркального отражения волн такими решетками, геометрия которых является предельной для решетки волноводного типа более общего вида.

Пусть $2\kappa \sin \phi = 1$. Это означает, что (-1) -я гармоника пространственного спектра распространяется в сторону, противоположную первичной волне. Анализ точных представлений [1, 9] для амплитуд дифракционного спектра ножевой решетки

$$a_{-1} - a_0 = e^{i4\pi\omega_1\delta}, \quad (3)$$

$$a_{-1} + a_0 = \operatorname{Res} f(\Gamma_0) + \sum_{n=2,4,\dots} \operatorname{Res} f_n(\Gamma_0) \mu_n,$$

$$\mu_n = -e^{i4\pi\omega_n\delta} \left\{ \sum_{m=2,4,\dots} \mu_m f_m(-\omega_n) + f(-\omega_n) \right\}, \quad n = 2, 4, \dots,$$

где

$$f(W) = \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_0^2 - W^2} \prod_{s=1}^{\infty} \frac{(\omega_{2s} - W)(\Gamma_s + \Gamma_0)}{(\omega_{2s} + \Gamma_0)(\Gamma_s - W)},$$

$$\omega_n = (\kappa^2 - n^2/4)^{1/2}, \quad \operatorname{Im} \omega_n \geq 0,$$

$$f_n(W) = -\frac{\Gamma_0 - \omega_n}{\Gamma_0 - W} \prod_{s=1}^{\infty(n/2)} \frac{(\omega_{2s} - W)(\Gamma_s - \omega_n)}{(\omega_{2s} - \omega_n)(\Gamma_s - W)}$$

(индекс $(n/2)$ над произведением означает, что из него опущен множитель $(\omega_{2s} - W)(\omega_{2s} - \omega_n)^{-1}$ с $s = n/2$), позволяет сделать некоторые выводы. Так, $|a_{-1}| = 1$ тогда и только тогда, когда $|a_0| = 0$. В случае, когда $|a_0| = 0$, модули амплитуд всех остальных распространяющихся гармоник, кроме (-1) -й, также равны нулю. При $|a_{-1}| = 1 \arg(a_{-1}) = 4\pi\omega_1\delta$.

Для подтверждения сделанных выводов достаточно привлечь при анализе уравнений (3) закон сохранения энергии для распространяющихся гармоник в форме

$$\sum_n |a_n|^2 \operatorname{Re} \Gamma_n = \Gamma_0. \quad (4)$$

1.1. Область изменения параметров {1,1}. В диапазоне $0.5 < \kappa < 1.0$, соответствующем области {1,1}, из уравнений (3) получаем

$$2a_0 = -\exp(i\gamma_{1,0}(\Gamma_0)) - e^{i4\pi\omega_1\delta} + O(e^{-4\pi|\omega_1\delta|}), \quad (5)$$

где

$$\gamma_{m,n}(W) = \sum_{s=m}^{\infty} \arccos \frac{|\omega_{2(s+n)}|^2 - W^2}{|\omega_{2(s+n)}|^2 + W^2} - \arccos \frac{|\Gamma_s|^2 - W^2}{|\Gamma_s|^2 + W^2},$$

$$\operatorname{Im} \gamma = \operatorname{Im} W = 0.$$

Из равенства (5) следует условие полной концентрации энергии рассеянного поля в плоской волне, соответствующей (-1) -й гармонике пространственного спектра:

$$4\pi\omega_1\delta - \gamma_{1,0} = (2n+1)\pi, \quad n=0, \pm 1, \dots \quad (6)$$

Эти уравнения, очевидно, разрешимы для положительных δ . Наборы значений параметров κ , δ , удовлетворяющие (6), составят бесконечный набор кривых в области $0.5 \leq \kappa \leq 1.0$ и $\delta > 0$. При этом период проявления эффекта полного автоколлимационного отражения при изменении относительной высоты решетки δ равен $1/(2\omega_1)$. Отметим, что в области длин волн, где ω_1 мало, эффект полного обратного отражения реализуется лишь при больших значениях $\delta = h/l$.

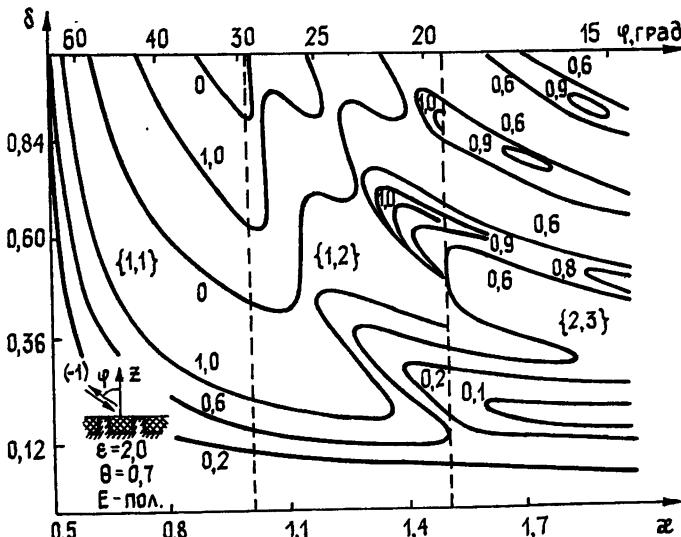


Рис. 2. Энергия (-1) -й автоколлимирующей гармоники. E -поляризация, $\epsilon=2.0$, $\theta=0.7$

Общность сделанных выводов для решеток волноводного типа иллюстрируется рис. 2. Здесь в координатах κ , δ изображены линии равного уровня энергии (-1) -й гармоники в режиме автоколлимации при падении плоской E -поляризованной волны на отражательную решетку из идеально проводящих брусьев с диэлектрическим заполнением (рис. 1б). Графики получены в результате численного решения строгой электродинамической задачи [1] для данной структуры. Зоны с различным значением вектора $\{N, M\}$ разделены пунктирными линиями. Вдоль оси абсцисс в верхней части рисунка отложены значения угла прихода плоской волны, связанные с κ соотношением (2). Относительная диэлектрическая проницаемость заполнителя канавок решетки $\epsilon=2.0$, относительная ширина щели $\theta=0.7$.

В зоне $\{1,1\}$ на плоскости κ , δ расположена часть бесконечного семейства периодически повторяющихся линий $W(a_{-1})=1.0$, поведение которых описывается уравнением (6) при замене ω_1 на постоянную распространения, соответствующую выбранным значениям параметров θ и ϵ ($\omega_1=(\kappa^2\epsilon-1/(40^2))^{1/2}$). Граница областей $\{1,1\}$ и $\{1,2\}$ является центральной частотой широкополосных режимов незеркального отражения с высоким уровнем концентрации энергии. Самая широкая полоса соответствует наименьшим значениям δ . Представленные результаты

допускают наглядную физическую интерпретацию. Проанализируем сначала соответствующий режим возбуждения элементарной рассеивающей структуры — решетки из полуплоскостей. Этот режим характеризуется тем, что сдвиг фазы поля на периоде решетки в режиме автоколлимации на n -й гармонике равен $-\pi n$. Если обозначить матрицы отражения и прохождения флоке-волн, падающих на решетку, как R' и T' , а волноводных волн, набегающих на раскрыты щелей, как R'' и T'' , то для случая, когда $(n \pm p)$ — четное, имеем

$$R''_{m,p} = 0; \quad T''_{q,p} = 0, \quad \text{если } p \neq |2q - n|; \quad T'_{(n \pm p)/2,p} = \pm 1/2; \quad (7)$$

$$m, p = 1, 2, 3, \dots, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots;$$

$$T'_{p,0} = 0, \quad \text{если } p \neq |n|; \quad T'_{|n|,0} = n/|n|. \quad (8)$$

Равенства (8) означают, что нулевая волна, падая на решетку, возбуждает в ее щелях только одну волну той же четности, что и автоколлимирующая, и весь спектр волн противоположной четности (случай, когда $(n \pm p)$ — нечетно). Из соотношений (7) следует, что каждая из волноводных мод четности n излучается в пространство над решеткой в виде двух плоских волн и не связана на выходной апертуре с волнами другой четности.

Равенства (7) связаны с тривиальным решением краевой задачи, когда две бриллюэновские составляющие волноводной моды переходят в две флоке-волны, распространяющиеся над решеткой. Равенства (8) следуют из (7) и соотношений взаимности, связывающих элементы матриц T' и T'' . Рассмотрим теперь последовательно процесс рассеяния плоской волны на отражательной ножевой решетке в режиме автоколлимации на (-1) -й гармонике в области $0.5 < \kappa < 1$. При первичной дифракции на раскрытиях щелей от решетки отражается нулевая и минус первая флоке-волны с одинаковыми амплитудами*, а в щелях возбуждается H_1 -волна с амплитудой, равной -1 , и набор затухающих четных волн H_{2m} . Отразившись от дна щели, H_1 -волна после получения фазового набега $\exp(4\pi i \omega_1 \delta)$ полностью излучается из щели в виде двух противофазных плоских волн. Если учесть равенства (7) и (8), закон сохранения энергии и обозначить $\arg R'_{0,0} = \gamma + \pi$, то из этих элементарных соображений, пренебрегая высшими волнами в щелях, окончательно получим

$$a_0 = (1/2) e^{i(\gamma + \pi)} - (1/2) e^{4\pi i \omega_1 \delta}, \quad a_{-1} = (1/2) e^{i(\gamma + \pi)} + (1/2) e^{4\pi i \omega_1 \delta},$$

т. е. выражения, аналогичные (5). Это позволяет утверждать, что эффект полного автоколлимационного отражения в области $\{1,1\}$ порожден интерферционным гашением между зеркальной волной, возникшей в результате первичного рассеяния на раскрытии решетки, и волной, образовавшейся при излучении из раскрытия волноводной моды. Этот эффект полного автоколлимационного отражения в отличие от других эффектов, которые будут описаны ниже и носят ярко выраженный резонансный характер, является малодобротным, и поэтому далее будем его называть «нерезонансным».

1.2. Область изменения параметров {1,2}. В этой области частотный параметр κ для ножевой решетки изменяется в пределах $1,0 <$

* То, что $R'_{0,0} = R'_{-1,0}$ при $\kappa \sin \phi = 0.5$, следует из симметрии структуры и рассеянного поля. Действительно, рассматривая совместное возбуждение решетки из полуплоскостей двумя волнами противоположной амплитуды, падающими под углами $\pm \phi$, приходим к тривиальному решению, из которого следует $R'_{0,0} = R'_{-1,0=0}$.

$\zeta < 1,5$. Область {1,2} оказывается уже резонансной, так как уравнение

$$\frac{\cos 0,5[4\pi\omega_1\delta - \gamma_{1,1}(\Gamma_0) - 4\pi\omega_2\delta - \gamma_{1,1}(-\omega_2)]}{\cos 0,5[4\pi\omega_1\delta - \gamma_{1,1}(\Gamma_0) + 4\pi\omega_2\delta + \gamma_{1,1}(-\omega_2)]} = \frac{\Gamma_0 - \omega_2}{\Gamma_0 + \omega_2} + O(e^{-4\pi|\omega_1\delta|}), \quad (9)$$

определенное параметры ζ , δ , при которых происходит полное отражение в режиме автоколлимации, разрешимо вблизи действительных значений комплексных корней дисперсионного уравнения соответствующей однородной задачи. Исследуя соотношение (9), можно сделать вывод о том, что ход кривых полного отражения в (-1)-ю автоколлимирующую гармонику на плоскости ζ , δ , менее детерминирован, чем в «нерезонансной» зоне. Справедливость этого вывода для решеток волноводного типа иллюстрирует рис. 2. В зоне {1,2} ход кривых, где $W(a_{-1})=1,0$ и $W(a_{-1})=0,0$, становится нерегулярным. Появились участки как широкополосного (по ζ и по δ) проявления эффекта полного незеркального отражения, так и узкополосного. Это позволяет говорить об области {1,2} как о более перспективной в сравнении с областью {1,1} в плане поиска эффекта полного незеркального отражения с заданными характеристиками.

1.3. Область изменения параметров {2,M}. В диапазоне $1,5 < \zeta < 2$ над решеткой появляются (+1)-я и (-2)-я распространяющиеся гармоники с $\Gamma_{-2}=\Gamma_1$. Для ножевой решетки $M=2$, так как высшие нечетные моды при автоколлимации на (-1)-й гармонике в волноводных каналах не возбуждаются, и

$$\begin{aligned} 2a_0 = & \frac{4\Gamma_0\omega_2}{(\Gamma_0 + \omega_2)^2} \frac{(\Gamma_1 - \omega_2)(\Gamma_1 + \Gamma_0)}{(\Gamma_1 + \omega_2)(\Gamma_1 - \Gamma_0)} \times \\ & \times \exp[i(4\pi\omega_2\delta + \gamma_{2,0}(\Gamma_0) + \gamma_{2,0}(-\omega_2))] \times \\ & \times \left\{ 1 - \frac{\Gamma_0 - \omega_2}{\Gamma_0 + \omega_2} \frac{\Gamma_1 - \omega_2}{\Gamma_1 + \omega_2} \exp[i(4\pi\omega_2\delta + \gamma_{2,0}(-\omega_2))] \right\}^{-1} - \\ & - \frac{(\omega_2 - \Gamma_0)(\Gamma_1 + \Gamma_0)}{(\omega_2 + \Gamma_0)(\Gamma_1 - \Gamma_0)} e^{i\gamma_{2,0}(\Gamma_0)} - e^{i4\pi\omega_1\delta} + O(e^{-4\pi|\omega_1\delta|}). \end{aligned} \quad (10)$$

Требование $a_0=0$, эквивалентное требованию полного отражения на (-1)-й гармонике, приводит к необходимости совместного решения двух трансцендентных уравнений в плоскости ζ , δ :

$$\begin{aligned} (1+AB)\cos\Psi_1 + C(A+B)\cos\Psi_2 &= 0, \\ (1-AB)\sin\Psi_1 + C(A-B)\sin\Psi_2 &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$A = \frac{\Gamma_1 - \omega_2}{\Gamma_1 + \omega_2}, \quad B = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_0}{\Gamma_1 - \Gamma_0}, \quad C = \frac{\Gamma_0 - \omega_2}{\Gamma_0 + \omega_2},$$

$$\Psi_1 = 4\pi\omega_1\delta - 4\pi\omega_2\delta - \gamma_{2,0}(\Gamma_0) - \gamma_{2,0}(-\omega_2),$$

$$\Psi_2 = 4\pi\omega_1\delta + 4\pi\omega_2\delta - \gamma_{2,0}(\Gamma_0) + \gamma_{2,0}(-\omega_2).$$

Существование решения системы (11) не очевидно. Возможные решения представляют собой отдельно стоящие точки в области $1,5 < \zeta < 2, \delta > 0$. Косвенным подтверждением этого вывода может служить рис. 2. На нем значениям $1,52 < \zeta < 1,97$ соответствует область {2,3} (область {2,2}, ввиду ее узости по частоте $-1,5 < \zeta < 1,52$, не выделена).

на). При переходе в эту область линии с $W(a_{-1}) = 1,0$ изчезли. Появились отдельно стоящие «островки», где энергия, отбираемая автоколлимирующей гармоникой, имеет различные максимальные значения.

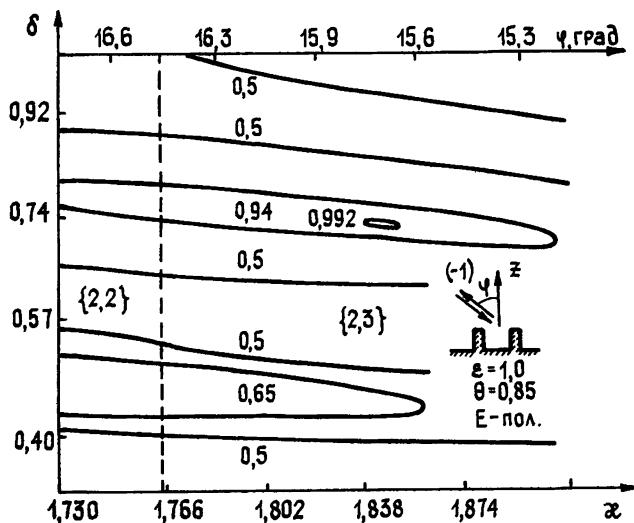


Рис. 3. Энергия (-1) -й автоколлимирующей гармоники.
 E -поляризация, зоны $\{2, M\}$, $\epsilon = 1,0$, $\theta = 0,85$.

С увеличением δ оказывается, что $W(a_{-1})$ в этих точках достигает уровня 0,9 и выше. Один из таких «островков» представлен на рис. 3, где изображены линии равного уровня $W(a_{-1})$ в случае автоколлимации на (-1) -й гармонике при $\epsilon = 1,0$, $\theta = 0,85$. В районе точки $x = 1,845$, $\delta = 0,73$ $W(a_{-1})$ достигает значения 0,992. Таким образом, представляется возможным нахождение точек с $W(a_{-1}) \approx 1,0$ в зонах $\{2, M\}$. Аналогичная ситуация возникает в диапазоне $x > 2$, а также в случаях автоколлимационного отражения на гармониках более высокого порядка, чем минус первый. Везде в соответствующих областях изменения параметров $N > 1$.

2. НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ С РАССОГЛАСОВАНИЕМ УГЛОВ ПРИХОДА И УХОДА ПЛОСКИХ ВОЛН

В ряде случаев интересно не чисто автоколлимационное отражение, а отражение на углах, близких к углу прихода первичной волны. Отличие их от ранее рассмотренных состоит в том, что при любых значениях x рассеяние происходит в областях с $N > 1$. В областях, где распространяются только нулевая и (-1) -я гармоники пространственного спектра (т. е. $N = 2$), для достижения максимальных значений $|a_{-1}|$ необходимо минимизировать $|a_0|$. Для области $\{2,1\}$ (у ножевой решетки $0,5 < x < 1,0$) метод полуобращения приводит к следующему представлению:

$$a_0 = - \frac{4\Gamma_0\omega_1(\Gamma_0 - \omega_1)(\Gamma_{-1} - \omega_1)(\Gamma_{-1} + \Gamma_0)}{(\Gamma_0^2 - \omega_1^2)(\Gamma_0 + \omega_1)(\Gamma_{-1} + \omega_1)(\Gamma_{-1} - \Gamma_0)} \times \\ \times \exp[i(4\pi\omega_1\delta + \beta_1(\Gamma_0) + \beta_1(-\omega_1))] \times \\ \times \left\{ 1 - \frac{\Gamma_0 - \omega_1}{\Gamma_0 + \omega_1} \frac{\Gamma_{-1} - \omega_1}{\Gamma_{-1} + \omega_1} \exp[i(4\pi\omega_1\delta + \beta_1(-\omega_1))] \right\}^{-1} -$$

$$= \frac{(\Gamma_{-1} + \Gamma_0)(\omega_1 - \Gamma_0)}{(\Gamma_{-1} - \Gamma_0)(\omega_1 + \Gamma_0)} e^{i\beta_1(\Gamma_0)} + \tilde{O}(e^{-4\pi|\omega_1|\delta}).$$

Здесь $e^{i\beta_n(\omega)} = \prod_{s=1}^{\infty} \frac{\omega_{s+n} - \omega}{\omega_{s+n} + \omega} \frac{\Gamma_{-s-1} + \omega}{\Gamma_{-s-1} - \omega} \frac{\Gamma_s + \omega}{\Gamma_s - \omega}$, $\text{Im } \beta_n(\omega) = \text{Im } \omega = 0$.

Требование $a_0 = 0$ позволяет получить условие полного отражения на (-1) -й гармонике:

$$\frac{\omega_1 - \Gamma_0}{\omega_1 + \Gamma_0} + \frac{\omega_1 - \Gamma_{-1}}{\omega_1 + \Gamma_{-1}} \exp[i4\pi\omega_1\delta + i\beta_1(-\omega_1)] = 0. \quad (12)$$

Нетрудно показать, что уравнение (12) разрешимо только в случае $\Gamma_0 = \Gamma_{-1}$, а это означает, что полное отражение на (-1) -й гармонике в области $\{2,1\}$ не может быть достигнуто.

В области $\{2,2\}$ ($1,0 < \kappa < 1,5$ для ножевой решетки) условие получения полного отражения на (-1) -й гармонике принимает вид

$$(Ae^{i\Psi_1} - e^{-i\Psi_1}) + C(Ae^{i\Psi_2} - Be^{-i\Psi_2}) = 0, \quad \text{Im } \Psi_1 = \text{Im } \Psi_2 = 0, \quad (13)$$

где

$$\Psi_1 = \frac{4\pi\omega_1\delta + 4\pi\omega_2\delta + \beta_2(-\omega_1) + \beta_2(-\omega_2)}{2}, \quad A = \frac{\Gamma_{-1} - \omega_1}{\Gamma_{-1} + \omega_1} \frac{\Gamma_0 + \omega_1}{\Gamma_0 - \omega_1},$$

$$\Psi_2 = \frac{4\pi\omega_1\delta - 4\pi\omega_2\delta + \beta_2(-\omega_1) - \beta_2(-\omega_2)}{2}, \quad B = \frac{\Gamma_{-1} - \omega_2}{\Gamma_{-1} + \omega_2} \frac{\Gamma_0 + \omega_2}{\Gamma_0 - \omega_2},$$

$$C = \frac{\omega_2 + \omega_1}{\omega_2 - \omega_1}.$$

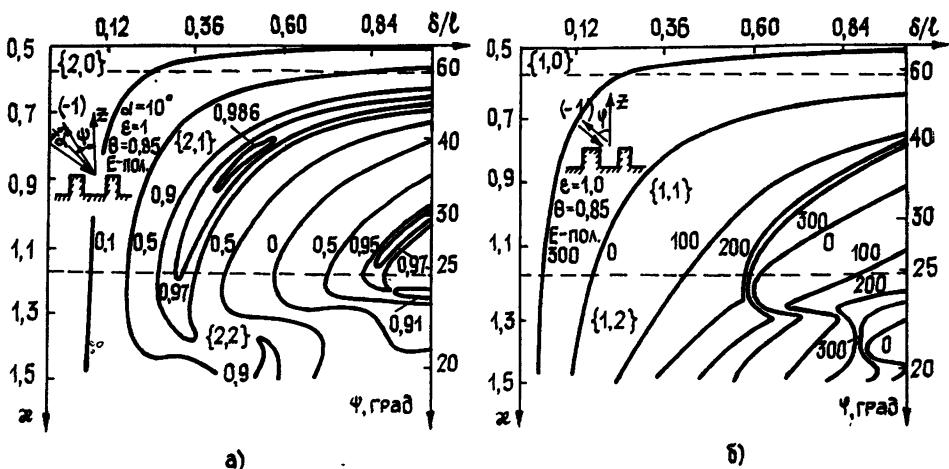


Рис. 4а. Энергия (-1) -й гармоники при рассогласовании. E -поляризация, $\alpha = 10^\circ$, $\epsilon = 1,0$, $\theta = 0,85$.

Рис. 4б. Фаза амплитуды (-1) -й автоколлимирующей гармоники. E -поляризация, $\epsilon = 1,0$, $\theta = 0,85$.

Комплексное уравнение (13), в принципе, разрешимо в действительных κ и δ , но κ не обязательно при этом будет принадлежать области $\{2,2\}$. Возможные решения, связанные с полной концентрацией энергии в незеркально отраженной волне, будут представлены отдельно стоящими точками в плоскости κ , δ .

На рис. 4а изображены линии равного уровня $W(a_{-1})$ при возбуждении решетки в режиме незеркального отражения с рассогласованием $\alpha = 10^\circ$ ($\varphi = \psi + \alpha/2$, $\varphi_{-1} = \psi - \alpha/2$), $\varepsilon = 1$ и $\theta = 0,85$. Хорошо видны изменения в поведении характеристик рассеяния, вызванные нарушением условия автоколлимации. Сравнивая характер поведения кривых на рис. 4а и рис. 2 в одной и той же области $0,5 < \kappa < 1,5$, можно отметить следующее. Линии уровня $W(a_{-1}) = 1$ исчезли. Вместо них образовались характерные для областей с $N \geq 2$ «островки». Значение $W(a_{-1})$ в максимумах снизилось на 2—3% в ранее «нерезонансной» зоне {1,1} и на 5—10% — в ранее резонансной зоне {1,2}. Общий же характер поведения кривых $W(a_{-1})$ на плоскости κ, δ не изменился. Представленные результаты позволяют утверждать, что и в режиме незеркального отражения с рассогласованием углов прихода и ухода плоских волн существует возможность достижения высокого уровня концентрации рассеянной энергии в соответствующей гармонике пространственного спектра.

3. АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ НА (-2)-Й ГАРМОНИКЕ

Этот режим определяется условием $\kappa \sin \varphi = 1$, при выполнении которого $N \geq 2$.

Появление ряда распространяющихся гармоник уменьшает вероятность достижения предельной концентрации энергии $W(a_{-2})$. Линии равного уровня с высоким значением энергии в (-2)-й гармонике ($W(a_{-2}) \geq 0,9$) образуют на плоскости κ, δ отдельные «островки» с относительно небольшой площадью (рис. 5). Необходимо отметить увеличение вероятности достижения высоких значений $W(a_{-2})$ в областях {2, M} с ростом величины M , определяющей количество распространяющихся мод в волноводных районах решетки. Область {2,1} является наименее перспективной с точки зрения получения высоких значений $W(a_{-2})$ (величина энергии, связанной с незеркально-отраженной гармоникой, меняется в этой области в пределах 0—0,205, проявляя тенденцию к увеличению только с ростом параметра δ).

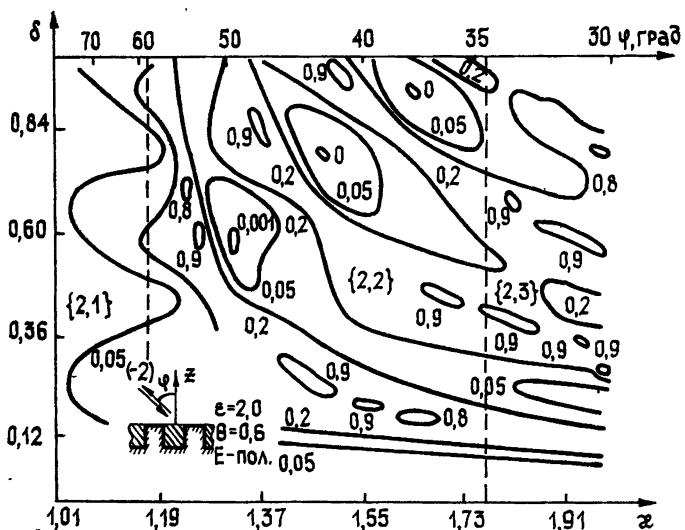


Рис. 5 Энергия (-2)-й автоколлимирующей гармоники. E -поляризация, $\varepsilon = 2,0$, $\theta = 0,6$.

4. НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ В СЛУЧАЕ H -ПОЛЯРИЗАЦИИ

Существенной особенностью возбуждения решетки плоской H -поляризованной волной является тот факт, что первая мода с индексом 0 (TEM-волна) распространяется в волноводных каналах, начиная с $\chi=0$. Это значит, что границы между областями с одинаковыми значениями M векторе $\{N, M\}$, в сравнении с E -поляризацией, будут существенно сдвинуты в длинноволновую область. На рис. 6 в координатах χ , δ представлены линии равного уровня $W^H(a_{-1})$ — энергии (-1) -й автоколлимирующей гармоники в случае H -поляризации при $\varepsilon=2,0$ и $\theta=0,5$. При сравнении рис. 6 и рис. 2 можно отметить два существенные отличия в поведении кривых $W^H(a_{-1})=1,0$ и $W(a_{-1})=1,0$. В области $\{1,1\}$, в случае H -поляризации, при уменьшении χ линии $W^H(a_{-1})=1,0$ стремятся в сторону уменьшения высоты решетки. При этом в области $\{1,2\}$ линии $W^H(a_{-1})=1,0$ сдвигнуты вправо.

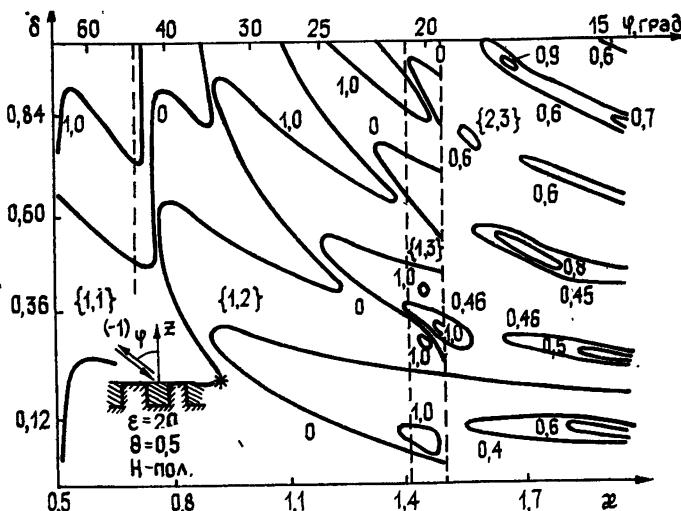


Рис. 6. Энергия (-1) -й автоколлимирующей гармоники. H -поляризация, $\varepsilon=2,0$, $\theta=0,5$.

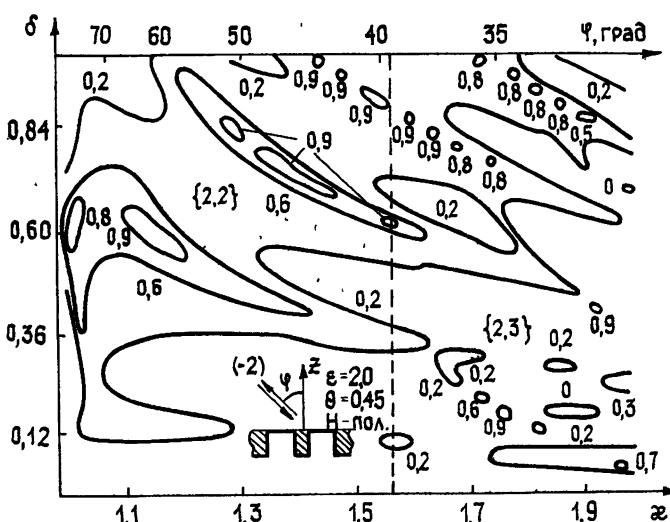


Рис. 7. Энергия (-2) -й автоколлимирующей гармоники. H -поляризация, $\varepsilon=2,0$, $\theta=0,45$.

Вторым качественным отличием является наличие зоны {1,3} для H -поляризации. В этой области наиболее вероятно возникновение различных междутиповых связей [8], что приводит к замкнутости линий полного автоколлимационного отражения, а также увеличивает добротность резонансных эффектов.

В случае возбуждения решетки H -поляризованной волной в режиме автоколлимационного рассеяния на (-2)-й пространственной гармонике (рис. 7, $\varepsilon=2,0$, $\theta=0,45$) характер поведения кривых равного уровня энергии (-2)-й гармоники существенно не изменился в сравнении с E -поляризацией. Отметим только сдвиг областей {2,2} и {2,3} в сторону длинноволновой части диапазона, что приводит к появлению «островков» с высоким уровнем энергии при меньших значениях частоты.

5. ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ

На рис. 4б представлены линии равного уровня $\arg(a_{-1})$ в случае E -поляризации, $\varepsilon=1,0$, $\theta=0,85$. Сопоставление фазовых и энергетических характеристик показывает, что плавное изменение фазы амплитуды автоколлимирующей гармоники нарушается только при переходе линий, соответствующих значению $W(a_{-1})=0,0$. Графическое сгущение линий равного уровня $\arg(a_{-1})$ говорит о наличии в этой области скачка $\arg(a_{-1})$, величина которого составляет около 180° . Квазипараллельность линий равных фаз и энергий в зоне {1,1} является дополнительным подтверждением правильности физической модели эффекта полного автоколлимационного отражения на (-1)-й гармонике, предложенной в разд. 1.1.

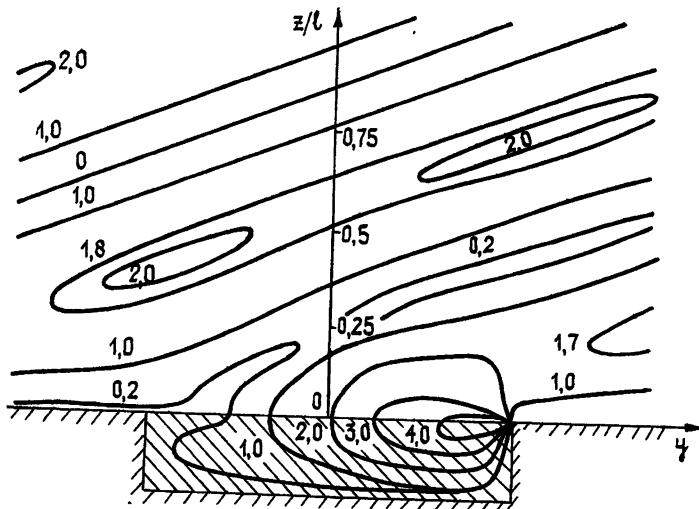


Рис. 8. Пространственное распределение $|E_y|$ при $W^H(a_{-1})=1,0$ в режиме автоколлимации на (-1)-й гармонике. H -поляризация, $z=0,921$, $\varepsilon=2,0$, $\theta=0,5$, $\delta=0,213$.

На рис. 8 изображено распределение модуля электрической составляющей электромагнитного поля E_y в плоскости zOy на одном периоде решетки. График построен для зоны {1,2} в точке кривой $W^H(a_{-1})=1,0$, отмеченной на рис. 6 «звездочкой». Рис. 8 показывает, что в случае полного автоколлимационного отражения в дальней зоне

над решеткой наблюдается ряд параллельных плоскостей равных значений $|E_y|$, расположенных перпендикулярно направлению падающего поля, что характерно при образовании стоячей волны. По мере приближения к плоскости решетки (ближняя зона) распределение $|E_y|$ становится менее детерминированным, так как начинает сказываться присутствие нераспространяющихся высших гармоник пространственного спектра. Максимальная величина $|E_y|$ в области канавки решетки достигает значений, превышающих 4,0 (модуль напряженности падающего поля принят равным единице). В аналогичной ситуации в зоне {1,1} $\max |E_y| \approx 2,0$. Этот факт может служить еще одним косвенным подтверждением резонансной природы режима полного автоколлимационного отражения в зоне {1,2}.

Описанные эффекты незеркального отражения плоских волн представляют собой основу для довольно широкого спектра практических приложений. Прежде всего, это традиционная сфера приложения — открытые резонаторы с частотно-селективными зеркалами. Применение нового типа зеркал в виде решеток, работающих в резонансном режиме незеркального отражения, позволит существенно разредить спектр такого резонатора. Использовавшиеся до сих пор в соответствующих оптических резонаторах эшелеттные решетки не обладают ярко выраженными резонансными свойствами и, кроме того, не позволяют исключить из спектра резонатора частоты, кратные рабочей.

Другое возможное направление применения эффектов незеркального отражения связано с разработкой различного рода волноводных устройств. Это могут быть режекторные фильтры, работающие на автоколлимационном отражении бриллюэновских волн, преобразователи типов волн, короткие переходы между волноводами разных сечений и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Гос. ун-т, 1973.
2. Tseng D. Y., Hessel A., Oliner A. A. — Alta frequenza, 1969, 38, № 3, p. 82.
3. Jull E. V., Heath J. W., Ebbeson G. R. — J. Opt. Soc. Am., 1977, 67, № 4, p. 557.
4. Loewen E. G., Neviere M., Maystre D. — Appl. Opt., 1979, 18, № 13, p. 2262.
5. Jull E. V., Ebbeson G. R. — IEEE Trans., 1977, AP-25, № 4, p. 565.
6. Electromagnetic Theory of Gratings. Ed.: Petit R. — Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 1980.
7. Кириленко А. А., Масалов С. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 1, с. 83.
8. Кусайкин А. П., Сиренко Ю. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 2, с. 240.
9. Сиренко Ю. К. Диссертация. — Харьков, 1978.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
30 октября 1984 г.

«NON-MIRROR» WAVE REFLECTION BY WAVEGUIDE TYPE DIFFRACTION GRATINGS. GENERAL REGULARITIES

A. A. Kirilenko, A. P. Kusaikin, Yu. K. Sirenko

General regularities of the effects of non-mirror reflecting of the plane waves by the gratings containing the regions with explicit waveguide properties are examined. Classification and analysis of the excitation regimes are given for which the concentration of the total energy or the largest part of it in one of the field higher spatial harmonic is possible both in the autocollimation regime and at disagreement of propagation angles of incident and reflected waves.