

УДК 537.874.6

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯ И АНОМАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ РАССЕЯНИЯ ВОЛН В ОДНОМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ

Ю. К. Сиренко, В. П. Шестопалов, В. В. Яцик

Изучена природа ряда аномальных режимов рассеяния волн одномерно-периодическими решетками (аномалий Вуда, явлений полного прохождения и отражения). Установлено, что они реализуются в результате возбуждения в структуре колебаний поля, близких к свободным.

1. Аналитическое продолжение дифракционных задач и аномалии Вуда. Одномерно-периодические решетки (рис. 1) представляют собой открытые резонаторы с некомпактными границами. Отклик на любое внешнее возбуждение таких структур определяется их резонансными свойствами, т. е. способностью поддерживать колебания электромагнитного поля в отсутствие источников. Решению математических проблем, возникающих при изучении свободных колебаний поля в решетках, посвящены работы [1-3]. В настоящем сообщении мы применим полученные в них результаты для анализа наиболее ярких аномальных режимов рассеяния волн полупрозрачными решетками (пороговых явлений, явлений полного прохождения и отражения), изучавшихся ранее в основном по отклику решетки на стационарное (зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$) возбуждение [4-7]. Возможности подхода, основанного на анализе задач дифракции, практически исчерпаны, но остается открытым ряд основных, практически важных вопросов: какова природа аномальных режимов рассеяния в резонансной области частот;

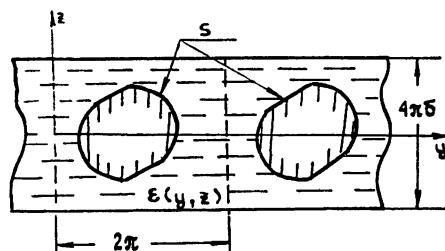


Рис. 1.

Впервые на возможности, открывающиеся при таком подходе, было указано в [8, 9], где для простых в аналитическом плане ситуаций удалось связать некоторые резонансные режимы рассеяния с возбуждением колебаний в структурах, близких к свободным.

Пусть на решетку (рис. 1) падает плоская E -поляризованныя (случай H -поляризации рассматривается аналогично) волна $U_0(y, z) = \exp[i(\Phi_0y - \Gamma_0z)]$. Горизонтальное (рассеянное) поле определяется решением $U(y, z)$ двумерного уравнения Гельмгольца

$$[\partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2 + \kappa^2 \epsilon(y, z)] U(y, z) = 0, \quad g = \{y, z\} \in Q, \quad \kappa > 0, \quad (1)$$

$$\epsilon(2\pi, z) = \epsilon(0, z),$$

удовлетворяющим условию излучения

$$U(y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{a_n}{b_n} \right\} \exp \{ i[\Phi_n y \pm \Gamma_n (z \mp 2\pi\delta)] \}, z \gtrless \pm 2\pi\delta, \quad (2)$$

$\operatorname{Re} \Gamma_n \geq 0, \quad \operatorname{Im} \Gamma_n \geq 0,$

согласованному с требованием отсутствия волн, приходящих из бесконечности, и обобщенным граничным условиям

$$\begin{aligned} U \{ \partial U / \partial y \} (0, z) &= e^{-i2\pi\Phi} U \{ \partial U / \partial y \} (2\pi, z), \\ U + U_0 |S = 0, \quad \int_B (|U|^2 + |\operatorname{grad} U|^2) dv &< \infty. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\kappa = \omega (\epsilon_0 \mu)^{1/2}$, ϵ_0 и μ — материальные параметры среды; $U(y, z)$ — комплекснозначная, кусочно-непрерывная функция, характеризующая относительную диэлектрическую проницаемость заполнения решетки; $Q = \{g : 0 \leq y \leq 2\pi, |z| < \infty\} \setminus \operatorname{int} S$; S — кусочно-гладкий контур поперечного сечения металлических брусьев, образующих решетку; δ и Φ — действительные параметры; $\Phi_n = n + \Phi$; $\Gamma_n = (\kappa^2 - \Phi_n^2)^{1/2}$; B — произвольный компакт в Q ; $U(y, z) = E_x$ — единственная, отличная от нуля составляющая вектора напряженности электрического поля.

Аналитическое продолжение дифракционной задачи (1) — (3) в область комплексных значений частотного параметра κ обнаруживает ряд особенностей, которые являются полюсами конечного порядка $U(y, z)$, если последнюю рассматривать как функцию $U(y, z, \kappa)$ параметра $\kappa \in \mathbb{H}$ [1]. В соответствующих точках поверхности \mathbb{H} (бесконечнолистная риманова поверхность, состоящая из плоскостей κ , разрезанных вдоль направлений $(\operatorname{Re} \kappa)^2 - (\operatorname{Im} \kappa)^2 - \Phi_n^2 = 0$, $\operatorname{Im} \kappa \leq 0$, $n = 0, \pm 1, \dots$) однородная задача (1) — (3) ($U_0 \equiv 0$) имеет нетривиальные решения, определяющие свободные колебания поля в решетке [2]. Четвертая четверть первого листа $3\pi/2 < \arg \kappa \leq 2\pi$ поверхности \mathbb{H} , полностью определяемого разрезами и условиями излучения (2), может быть названа физической областью изменения комплексного параметра κ , так как особенности, расположенные здесь, и формируют, в основном, определенный отклик решетки на стационарное возбуждение. Особенности, расположенные на других листах \mathbb{H} , могут существенно повлиять на картину рассеянного решеткой поля в тех случаях, когда действительный частотный параметр κ задачи (1) — (3) и особенности ее аналитического продолжения расположены в достаточно малой окрестности $P(\kappa_n)$ точки ветвления второго порядка κ_n : $\Gamma_n(\kappa_n) = 0$ поверхности \mathbb{H} ($P(\kappa_n)$ — двухлистный круг с центром в точке $\kappa = \kappa_n$). Действительно, согласно типу особенностей $U(y, z, \kappa)$ является мероморфной функцией κ всюду в \mathbb{H} , а, следовательно, в достаточно малой окрестности произвольной точки κ может быть разложена в ряд Лорана по степеням локальной переменной τ [10]:

$$U(y, z, \kappa) = \sum_{m=-M}^{\infty} C_m \tau^m. \quad (4)$$

Здесь M — порядок полюса в точке $\bar{\kappa}$; $\tau = \kappa - \bar{\kappa}$, если $\bar{\kappa}$ не совпадает с точкой ветвления поверхности \mathbb{H} , и $\tau = (\kappa - \kappa_n)^{1/2}$, если $\bar{\kappa} = \kappa_n$. Представление (4) оправдывает выбор четвертой четверти первого листа \mathbb{H} как наиболее «ответственной» за формирование дифракционных характеристик (первая четверть, согласно теоремам единственности из [2], не содержит полюсов $U(\kappa)$) и позволяет в первом приближении оценить вклад в характеристики рассеяния, вносимый за счет возбуждения в структурах колебаний, близких к свободным $C_{-1} = \operatorname{Res} U(\bar{\kappa})$, а следовательно, определяется конфигурацией поля свободного колебания в структуре на собственной частоте $\bar{\kappa}$.

Кроме того, из (4) непосредственно вытекает аналитическое описание пороговых явлений в электродинамике периодических структур:

$$U(\kappa) = \sum_{m=-M}^{\infty} C_m (\kappa - \kappa_n)^{m/2}, \text{ если точка } \kappa_n \text{ является полюсом резольвенты}$$

задачи (1) — (3), и $U(\kappa) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m (\kappa - \kappa_n)^{m/2}$, если κ_n — регулярная точка.

Основанием для такого заключения служит то, что точки ветвления первого листа H совпадают с пороговыми (точками скольжения), в которых происходит трансформация неоднородных плоских волн, парциальных составляющих поля дифракции (2), в однородные. Таким образом, исследование особенностей аналитического продолжения дифракционной задачи в область комплексных значений частотного параметра κ позволило наиболее естественным образом описать аномальные явления, история изучения которых насчитывает более восьмидесяти лет (впервые аномальное рассеяние в области пороговых точек было замечено Р. Вудом в 1902 году). Результат, аналогичный приведенному выше, получен также и в [11], однако в значительной мере он был заранее запрограммирован выбором вида матрицы рассеяния до порога, на пороге и выше порога. Отметим, что случай с $M \neq 0$ (точка скольжения — полюс) является исключительным и реализуется, в основном, только на решетках очень простой геометрии [4].

2. Первое семейство свободных колебаний поля в решетке волноводного типа и режимы полной прозрачности. На рис. 2 представлены спектральные линии $\operatorname{Re} \tilde{\kappa}(\delta)$ собственных частот $\tilde{\kappa}(\delta)$ решетки волноводного типа из четвертой (физической) четверти первого листа поверхности H (собственные частоты и конфигурация полей свободных колебаний рассчитывались по алгоритму, построенному в [3]). Параметры задачи таковы ($\theta = 0,8$; $\varepsilon = 1,108$; $\Phi = 0,1$), что между точками скольжения κ_0 и κ_{-1} (область значений частотного параметра κ , где только основные гармоники пространственного спектра являются распространяющимися) существует лишь одна критическая точка $\kappa \approx 0,58$, открывающая связь между зонами отражения ($z > 2\pi\delta$) и прохождения ($z < -2\pi\delta$) решетки на распространяющихся в отрезках регулярных волноводах H_{10} -волнах. Суперпозиция этих волн и приводит к возникновению свободных колебаний поля в структуре на комплексных собственных частотах κ . Это подтверждает общий ход спектральных кривых и распределение полей свободных колебаний, представленное в виде фрагментов на рис. 2 ($1-\delta = 0,12, H_{101}$; $2-\delta = 0,51, H_{102}$; $3-\delta = 0,91, H_{103}$; $4-\delta = 1,3, H_{104}$). На этих фрагментах нанесены линии равного уровня $|E_x(y, z)|$, где координата y охватывает один период решетки, а отсчет z начинается с плоскости симметрии $z=0$ (на всех таких рисунках представлена половина высоты решетки и намечен выход в зону отражения, в качестве масштабных меток выступают характерные размеры брусьев δ и θ). Чертежами на линиях $|E_x(y, z)| = \text{const}$ указано направление убывания амплитуды поля. Для каждого из рассматриваемых колебаний характерно то, что число вариаций поля по ширине регулярных каналов связи однозначно определяется структурой поля H_{10} -волны, к критической частоте которой приходят ветви собственных частот κ при $\delta \rightarrow \infty$. При больших δ спектр сгущается, дифракционная добротность свободных колебаний увеличивается ($\operatorname{Im} \kappa \rightarrow 0$ при $\delta \rightarrow \infty$), структура поля колебания четко выражена, максимальная концентрация поля (для охватываемых значений z) имеет место вблизи плоскости симметрии структуры.

Особенность открытых структур заключается в том, что волновые процессы происходят в области, которую можно ограничить лишь чисто условно. Поэтому только в частных ситуациях можно сказать, например, что наблюдается резонанс в области связи (волноводном канале). Из рассмотренных ситуаций ближе всего к идеальной та, при которой δ достаточно велико (собственная частота κ находится вблизи

точки отсечки H_{10} -волн). В этом случае уровень преобразования H_{10} -волны в пространственные гармоники низок и главенствующую роль играют волновые процессы, происходящие в отрезках регулярных волноводов. При малых δ дифракционная добротность колебаний уменьшается, чистый резонанс области связи становится менее выраженным и при $\delta \ll 1$ переходит в резонанс области излучения, поле свободных колебаний которого формируется, в основном, за счет наложения распространяющихся в противоположных направлениях парциальных составляющих (2) с номером 0 и пакета гармоник с $n \neq 0$.

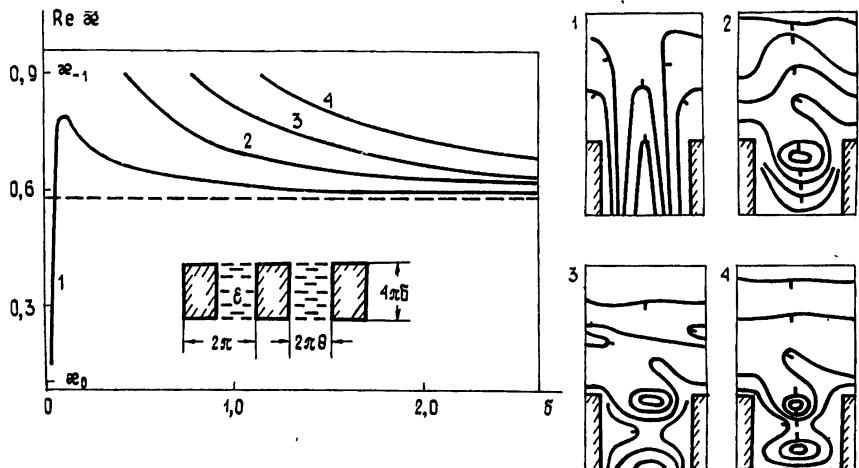


Рис. 2.

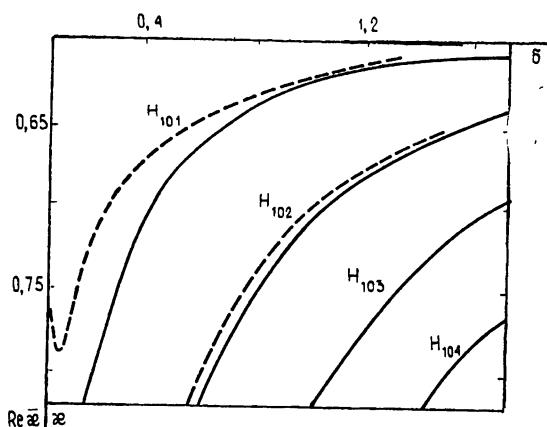


Рис. 3.

На рис. 3 спектральные (штриховые) линии $\text{Re } \xi$ с рис. 2 сопоставлены с линиями $|\psi_0(\xi, \delta)| = 1$ (сплошные кривые), описывающими геометрические места точек на плоскости ξ, δ , где решетка полностью прозрачна. Там, где соответствующие кривые совпадают с графической точностью, нанесены только линии уровня $|\psi_0| = 1$. Чем больше добротность свободных колебаний (она возрастает с увеличением δ и значения m в идентификаторе H_{10m} -типа колебания, m — число вариаций поля колебаний по высоте канала связи), тем плотнее спектральные линии $\text{Re } \xi$ ложатся на линии уровня $|\psi_0(\xi, \delta)| = 1$. Это указывает на резонансную природу режима полного пропускания волн полупрозрачными структурами, проявление которого явно обусловлено возбуждением колебаний в структуре, близких к свободным. Установление такой связи и использование результатов, полученных при изучении динамики собственных частот, позволяет естественным образом объяснить все характерные особенности проявления эффектов полного прохождения.

ния волн, обнаруженные при анализе задач дифракции [4–7], и достаточно уверенно прогнозировать возможность их реализации при решении конкретных проблем прикладной электродинамики. Отметим, что добротности свободного колебания H_{101} -типа (левая крайняя спектральная линия) при малых δ явно не хватает для изменения наметившихся при $\delta \sim 1$ тенденций поведения линии $|b_0| = 1$. Последняя при $\delta \leq 0,08$ идет практически параллельно оси χ , определяя, таким образом, то минимальное значение высоты решетки, при котором возможна еще реализация режима полного прохождения. Этот режим при значениях χ выше определенного (место, где спектральная линия и линия $|b_0| = 1$ расходятся) уже нельзя назвать резонансным.

Механизм формирования строго определенного отклика структуры, возбуждаемой плоской волной, в том случае, когда реальный частотный параметр χ близок к собственному значению χ_0 , может быть на аналитическом уровне прослежен с помощью (4), закона сохранения энергии и результатов анализа условий излучения (2) для свободных колебаний на комплексной собственной частоте $\bar{\chi}$ [1]. Суть его заключается в компенсации первичного зеркального отражения падающей волны аналогичной составляющей рассеянного поля, излучаемой за счет неполного отражения H_{10} -волны от открытого конца в плоскости $z = 2\pi\delta$. При достаточно больших значениях δ (таких, что можно пренебречь вкладом затухающих H_{n0} -волн, $n \geq 2$) необходимые для соответствующей компенсации условия реализуются только при χ , близких к χ_0 (резонансный режим рассеяния). Такой же механизм компенсации срабатывает и при реализации резонансных режимов полного отражения, которые, как мы увидим ниже, связаны уже с семействами свободных колебаний, формируемых (при δ , достаточно больших) за счет интерференционного сложения распространяющихся H_{n0} -волн ($n \geq 2$) волноводного канала связи. Появление нового качества (полного отражения) здесь обусловлено компенсацией вкладов в b_0 за счет резонирующей H_{n0} -волны, с одной стороны, и других распространяющихся волн канала связи — с другой.

3. Второе семейство свободных колебаний поля и режимы полного отражения. Если между точками скольжения χ_0 и χ_{-1} располагаются две критические точки, открывающие связь между зонами излучения на распространяющихся H_{10} - и H_{20} -волнах, то аналитическое продолжение задач дифракции обнаруживает два семейства свободных колебаний, поле которых при достаточно больших δ формируется за счет интерференционного сложения соответственно H_{10} - и H_{20} -волн. На рис. 4 ($\theta = 0,8$, $e = 3,89$, $\Phi = 0,1$) представлены спектральные линии $\operatorname{Re} \bar{\chi}(\delta)$ и $\operatorname{Im} \bar{\chi}(\delta)$ первого (кривые 1—8) и второго (кривые 9—12) семейств. На рис. 5 отдельными фрагментами показаны конфигурации полей (линии $|E_x(y, z)| = \text{const}$) свободных колебаний второго семейства ($9 - \delta = 0,7$, $\operatorname{Im} \bar{\chi} = -4,7 \cdot 10^{-5}$; $10 - \delta = 0,5$, $\operatorname{Im} \bar{\chi} = -2 \cdot 10^{-4}$; $11 - \delta = 0,6$, $\operatorname{Im} \bar{\chi} = -2,3 \cdot 10^{-4}$; $12 - \delta = 0,7$, $\operatorname{Im} \bar{\chi} = -2 \cdot 10^{-4}$). Отметим, что колебания второго семейства соответствующие спектральные линии сходятся при $\delta \rightarrow \infty$ к точке отсечки H_{20} -волны) в среднем на 2—3 порядка добротнее колебаний первого семейства. Кроме того, в тех местах, где линии $\operatorname{Re} \bar{\chi}$ первого и второго семейств одного класса симметрии (симметричные или антисимметричные) пересекаются, добротность колебаний второго семейства резко возрастает (сверхдобротный резонанс). При этом добротность колебаний первого семейства практически не меняется. Механизм образования сверхдобротных колебаний связан с уменьшением потерь на излучение колебаний H_{20m} -типа за счет преобразования на открытых концах в плоскостях $|z| = 2\pi\delta$ волн H_{20} в волны H_{10} . Последние, находясь в резонансном режиме, ограничивают передачу энергии колебаний в зоны $|z| > 2\pi\delta$. Общая динамика

изменения $\operatorname{Re} \tilde{\kappa}(\delta)$ первого и второго семейств практически не отличается.

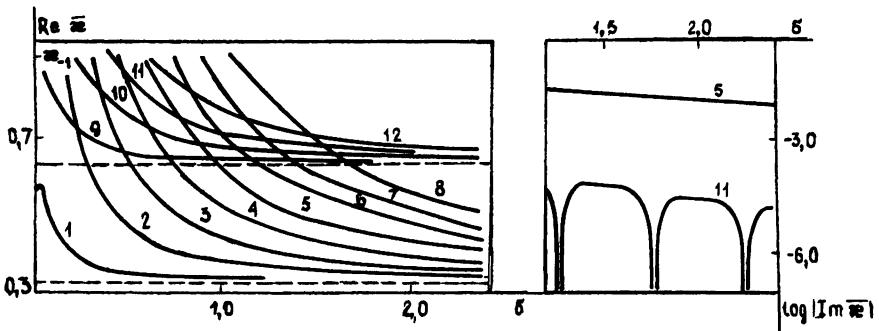


Рис. 4.

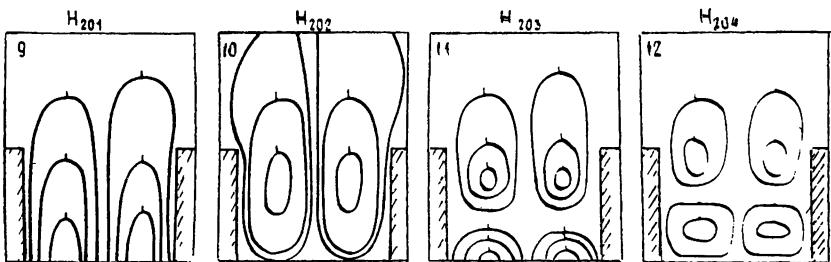


Рис. 5.

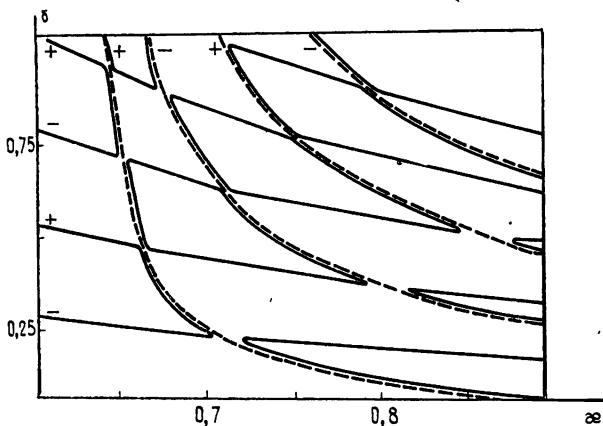


Рис. 6.

На рис. 6 представлены решения дифракционной задачи при тех же значениях параметров θ , ε и Φ . Линии полного прохождения ($|b_0(x, \delta)| = 1$) — сплошные, линии полного отражения ($|b_0(x, \delta)| = 0$) — штриховые. Сопоставление данных с рис. 4 и рис. 6 показывает, что спектральные линии $\operatorname{Re} \tilde{\kappa}$ второго семейства (свободные колебания H_{20m} -типа) в точности (точность графическая) совпадают с линиями $|b_0(x, \delta)| = 0$. Это означает, что режим полного отражения в соответствующей частотной области является резонансным и обусловлен возбуждением колебаний в структуре, близких к свободным. Поле этих колебаний формируется за счет взаимодействия первых высших распространяющихся волноводных волн области связи. На спектральные линии $\operatorname{Re} \tilde{\kappa}$ первого семейства ложатся линии полного прохождения $|b_0(x, \delta)| = 1$. Ситуация аналогична той, которая разбиралась выше, с тем исключением, что это соответствие не является непрерывным. Непрерывность соответствия нарушается в точках пересечения линий $\operatorname{Re} \tilde{\kappa}$ первого и второго семейств, режимы полной прозрач-

ности вдоль спектральной линии $\text{Re } \chi$ первого семейства разделяет режим полного отражения первичной волны. Особенно резкое разделение происходит в точке пересечения спектральных линий одного класса симметрии (взаимодействие соответствующих свободных колебаний приводило к резкому повышению добротности колебания H_{20m} -типа). Свободные колебания разных классов симметрии не взаимодействуют, но несимметрия возбуждения связывает их в процессе формирования дифракционных характеристик. Результат этой связи аналогичен тому, который мы наблюдаем в области пересечения линий $\text{Re } \chi$ одного класса симметрии (направления, отвечающие линиям $\text{Re } \chi$ симметричных свободных колебаний, обозначены на рис. 6 знаком плюс, несимметричных — минус), но интервал, разрывающий режим полного прохождения вдоль спектральной линии первого семейства, значительно больше.

Непрерывный ход линий $|b_0(x, \delta)| = 1$ при разрыве соответствия не нарушается, режим полного прохождения сопровождает режим полного отражения, образуя так называемый антирезонанс, незначительно смещенный в сторону больших или меньших значений x .

4. Явление междугородской связи свободных колебаний и его влияние на формирование дифракционных характеристик решетки. Увеличение числа открытых каналов связи зон отражения и прохождения решетки (распространяющихся H_{n0} -волн) в области частот $\omega_0 < \omega < \omega_1$, где только основные пространственные гармоники с амплитудами a_0 и b_0 определяют рассеянное поле в дальней зоне, приводит к появлению и новых семейств свободных колебаний, спектральные линии $\chi(\delta)$ которых при $\delta \rightarrow \infty$ сходятся к соответствующим критическим точкам. Добротности свободных колебаний для второго и старших семейств сравнимы по порядку, и это приводит к качественно новому явлению в области возможного пересечения спектральных линий $\text{Re } \chi$ различных семейств и одного класса симметрии — явлению междугородской связи колебаний, когда последние, на небольших участках близко подходящих друг к другу непрерывных спектральных кривых, обмениваются всеми характерными признаками: типом, динамикой изменения собственных частот и т. п. Такое явление продемонстрировано на рис. 7 ($\theta = 0,8$, $\varepsilon = 6,92$, $\Phi = 0,1$). Штриховая спектральная кривая $\text{Re } \chi$ до значения $\delta \approx 0,39$ ориентирована по направлению, задаваемому линиями второго семейства. В районе точки $\delta \approx 0,39$ направление ее хода постепенно меняется и затем четко привязывается к направлению, задаваемому линией третьего семейства (она сходится при больших δ к критической точке H_{30} -волны $\omega \approx 0,71$). Обратная динамика характерна для спектральной линии $\text{Re } \chi$, обозначенной на рисунке сплошной линией. Мнимальные части собственных частот штриховой и сплошной спектральных линий незадолго до возможного пересечения линий $\text{Re } \chi$ начинают сходить, выравниваясь сначала по порядку, а в районе $\delta \approx 0,385$ — и по величине. Колебания, обладающие практически одинаковой добротностью, начинают интенсивно взаимодействовать, заметно усиливая наметившуюся тенденцию к увеличению добротности одного и уменьшению добротности другого. Аномальные изменения $\text{Im } \chi$ наиболее ярко проявляются в окрестности точки возможного пересечения линий $\text{Re } \chi$. Итак, в результате взаимодействия двух свободных колебаний разных типов с близкими значениями собственных частот они как бы обменивались характеристиками, связанными с особенностями динамики χ . Анализ конфигураций полей свободных колебаний, также представленных на рис. 7 (картины распределения линий $|E_x(y, z)| = \text{const}$ сняты на сплошной спектральной кривой в местах, отмеченных крестиками), показывает, что произошедшие изменения на самом деле оказываются более глубокими: в узком интервале вариации параметра δ коренным образом меняется тип свободного колебания, связанного с определенной непрерывной спектральной кривой (от H_{301} до H_{203}). Обратная ди-

дамика изменения типа колебания характерна для спектральной линии $\chi(\delta)$, обозначенной на рисунке штрихами.

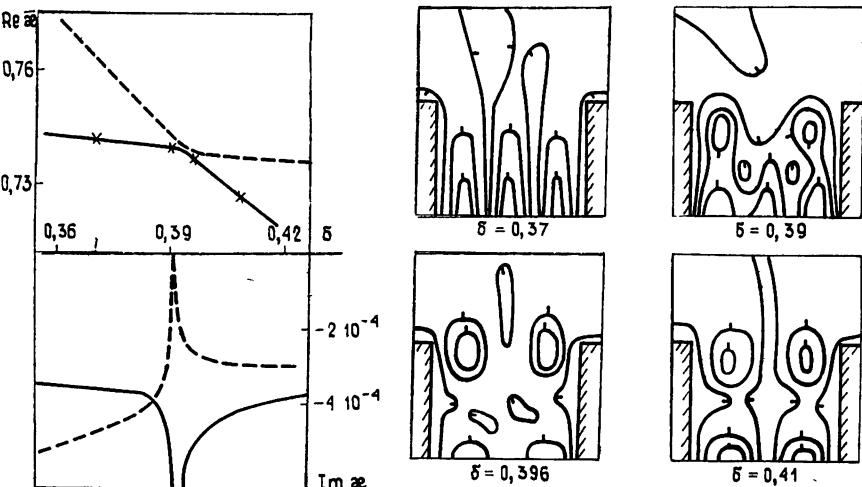


Рис. 7.

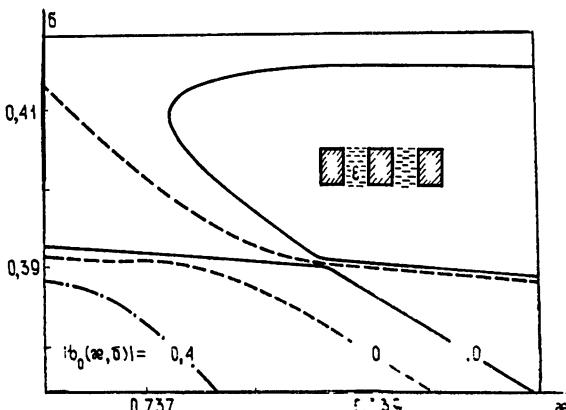


Рис. 8

На возможность междутиповой связи колебаний в закрытых резонаторах с возмущенными границами указывалось в [12]. В [13] в строгой постановке была рассмотрена проблема междутипового взаимодействия колебаний в идеально проводящем круговом цилиндре с продольной щелью. Явление междутиповой связи свободных колебаний в решетках отмечается здесь впервые. Влияние такой связи на дифракционные характеристики структуры демонстрирует рис. 8 (параметры θ , ϵ , Φ те же, что и на рис. 7). Линии полного отражения ($|b_0(\chi, \delta)| = 0$, штрихи) повторяют динамику изменения спектральных линий $Re \chi$ (см. рис. 7), с которыми они практически совпадают, образуя окна прозрачности структуры в зоне между двумя «языками» линий $|b_0(\chi, \delta)| = 0$. Отметим, что в районе изгиба линий полного отражения можно получить режим рассеяния, при котором в широкой полосе изменения частотного параметра χ решетка будет практически полностью непрозрачной. Таким образом, явление междутиповой связи колебаний снимает резонанс, вызывающий полное отражение, и может быть использовано при создании режекторных широкополосных решетчатых фильтров.

На решетке простой, модельной геометрии мы проследили связь между аномальными режимами рассеяния волн и возбуждением в

структуре колебаний поля, близких к свободным. Сделанные выводы можно обобщить и на случай других решеток, геометрия которых позволяет выделить каналы связи зон прохождения и отражения, условия возникновения распространяющихся волн в которых известны (большинство практически используемых решеток относится к такому типу). Каналов может быть несколько (на одном периоде) и в том случае, когда они работают несинхронно (не являются полностью идентичными), первое и второе спектральные семейства свободных колебаний поля могут формироваться за счет интерференционного суммирования распространяющихся в разных каналах волн одного и того же типа. Следующим в этом случае является семейство, спектральные линии которого при $\delta \rightarrow \infty$ сходятся к точке отсечки x , большей по абсолютной величине, оно же по-прежнему и несет ответственность за реализацию режима полного отражения волн полупрозрачными структурами [5].

Соответствие, установленное между спектральными и аномальными дифракционными характеристиками, доказывает резонансную природу режимов полной прозрачности и полного отражения, а также позволяет объяснять особенности их проявления и давать достаточно уверенный прогноз по возможности их реализации с наперед заданными параметрами. Все соответствующие данные могут быть получены в результате анализа спектральных линий, описывающих динамику изменения комплексных собственных частот решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сиренко Ю. К., Шестопалов В. П., Яцик В. В. Препринт ИРЭ АН УССР № 266. — Харьков, 1985.
2. Сиренко Ю. К., Шестопалов В. П. — ДАН СССР 1985, 285, № 2, с 335.
3. Сиренко Ю. К., Шестопалов В. П., Яцик В. В. — ДАН УССР, сер. А, 1985, № 9, с 60
4. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Гос. уч.-техн. 1973 — 287 с.
5. Масалов С. А., Сиренко Ю. К. — Укр. физ. журн., 1978, 23, № 9, с 1439
6. Кусайкин А. П., Сиренко Ю. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 2, с. 240.
7. Кириленко А. А., Масалов С. А., Рудь Л. А., Сергиенко Ю. И., Шестопалов В. П. В кн. Прикладная электродинамика — М.: Высшая школа, 1980, вып. 4, с. 29.
8. Hessel A., Oliner A. A. — Applied Optics, 1965, 4, № 10, p. 1275.
9. Сологуб В. Г., Шестопалов В. П. — ЖТФ 1968, 38, № 9, с 1505
10. Гурвиц А., Курант Р. Теория функций. — М.: Наука, 1968 — 648 с.
11. Болотовский Б. М., Лебедев А. Н. — ЖЭТФ, 1967, 53, № 4, с. 1349
12. Штейншлейгер В. Б. Явление взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. — М.: Оборониздат, 1955 — 114 с.
13. Кошпанов В. Н., Мележик П. Н., Поединчук А. Е., Шестопалов В. П. — ДАН СССР, 1984, 279, № 5, с 1114.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
27 февраля 1986 г.

FREE OSCILLATIONS OF FIELD AND ANOMALOUS REGIMES OF WAVE SCATTERING IN ONE-DIMENSIONAL PERIODICAL GRATINGS

Yu. K. Sirenko, V. P. Shestopalov, V. V. Yatsick

The nature of a number of anomalous regimes of wave scattering by one-dimensional periodical gratings (Wood anomalies, effects of full passing and reflection) has been studied. They appeared to be caused by excitation of field oscillations in the structure close to the free ones.