

Опуская детали вычисления резонансного параметра δ для модельных степенных слоев с $n \geq 2$, приведем лишь его оценку по порядку величины (см. также [8]):

$$\delta \sim k_1 l / |\tilde{\nu}|^{(n-1)/n}, \quad \tilde{\nu} = \varepsilon_0 - i\nu \quad (4)$$

Как видно из (1), необходимым условием эффекта экранирования падающей волны является равенство нулю параметра G_{zx} ($G_{zx} = 0$), обеспечивающее отсутствие резонансного возбуждения вторичных волн ТЕ-типа ($E_{rx} = E_{tz} = 0$). Это условие выполняется согласно (2) при двух ориентациях магнитного поля B_0 : при $\alpha = 0$, что соответствует известному случаю экранирования [1-4], а также при $\alpha = \pi/2$, $\beta = 0, \pi$. В интересующем нас последнем случае, как видно из (1)-(3), $G_{xy} = 0$, $\Delta = -\delta$, а компоненты E_{ry} , E_{ty} имеют следующую асимптотику при $|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n} / (k_1 l) \rightarrow 0$ (когда $\delta \rightarrow \infty$):

$$E_{ry}/E_{1y} \rightarrow 1, \quad E_{ty}/E_{1y} \rightarrow 0.$$

Если при этом стремится к нулю и толщина плазменного слоя $k_1 d \rightarrow 0$ (медленнее, чем $|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n}$), то нерезонансные поправки к формулам (1) становятся исчезающе малыми, а экранирование полным

Конечность параметров $\tilde{\nu}$, $k_1 d$ приводит к просачиванию волны через слой, которое характеризуется оценкой $E_{ty}/E_{1y} \sim \max\{|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n} / (k_1 l), (k_1 d)^2\}$, $E_{tz}/E_{1y} \sim k_1 d$.

Выше рассматривался случай холодной плазмы, соответствующий неравенству $\nu \gg \nu_T = (r_D/l)^{2n/(n+2)}$ (r_D — электронный дебаевский радиус) [9]. В теплой бесстолкновительной плазме ($\nu_T \gg \nu$) условия эффекта экранирования и оценка просачивания волны остаются теми же с заменой ν на ν_T . При этом малость параметра $\sqrt{\nu_T}^{(n-1)/n} / (k_1 l)$ обеспечивает выполнение естественного требования $l \gg r_D$.

Рассмотренный вариант эффекта резонансного экранирования в гиротропном слое, как и в случае изотропной плазмы, реализуется на плазменной частоте экстремума (перегиба) профиля концентрации $\omega_1 = \omega_p(0)$ и отсутствует при нормальном падении волны на слой.

В заключение заметим, что условие $k_1 d \rightarrow 0$, обеспечивающее подавление нерезонансной трансформации в ТЕ-волны, становится необязательным в пределе сильного магнитного поля ($\omega_1/\omega_B \rightarrow 0$), когда ТЕ- и ТМ-поляризации являются (при $\alpha = \pi/2$) независимыми. Кроме того, как следует из (1)-(3), в пределе $\omega_1/\omega_B \rightarrow 0$ появляется возможность экранирования нормально падающей ($\theta = 0$) волны, реализующаяся на частоте $\omega_1 = \omega_p(0) |\cos \beta|$ при выполнении условий $\alpha = \pi/2$, $\beta \neq 0, \pm \pi/2, \pi$, $\nu^{(n-1)/n} / (k_1 l) \rightarrow 0$.

Автор признателен И. Г. Кондратьеву за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 1, с. 34.
2. Живулин В. А., Макаров Г. И. — ЖТФ, 1974, 44, вып. 1, с. 201.
3. Жаров А. А., Кондратьев И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 8, с. 1130.
4. Бакунов М. И., Денисов Н. Г., Зелексон Л. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 4, с. 408.
5. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 6, с. 885.
6. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М: Наука, 1984, с. 112.
7. Пилия А. Д., Федоров В. И. — ЖЭТФ, 1969, 57, вып. 4 (10), с. 1198.
8. Бакунов М. И., Пикулин В. Д., Степанов Н. С. — Физика плазмы, 1987, 13, вып. 1, с. 62.
9. Буланов С. В., Коврижных Л. М., Сахаров А. С. — ЖЭТФ, 1977, 72, вып. 5, с. 1809.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 8 апреля 1987 г.

УДК 537.874.6

ПОЛНОЕ АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЯХ ГОФРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Е. В. Шейнина

Полное автоколлимационное отражение (ПАО) представляет собой 100-процентное отражение в обратном направлении плоской гармонической волны, падающей на идеально

проводящую гофрированную поверхность под углом, отличным от нормального, Режимы ПАО находят в настоящее время все более широкое применение в фильтрах и квазиоптических устройствах с частотно-селективными зеркалами, где требуются режимы с возможно более узкой полосой. Для профилей гофра традиционных форм— синусоидальной, пилообразной, прямоугольной— в области длин волн, в которой распространяющимися являются лишь нулевая и минус первая гармоники дифрагированного поля и которая наиболее удобна для практического использования, режимы ПАО относительно широкополосны [1]. Узкополосные режимы для таких профилей возможны лишь при введении в структуру диэлектрика [2].

В настоящей работе численно анализируются режимы ПАО в более широком классе профилей гофра и демонстрируется возможность узкополосных режимов для профилей, описываемых неоднозначными функциями координаты плоскости решетки, нормальной ее ребрам, и имеющих частично закрытые резонансные объемы.

Численный анализ проводится на основании алгоритма [3], базирующегося на методике исследования интегрального уравнения— решения задачи дифракции плоской гармонической волны на гофрированной поверхности. При этом указанный алгоритм обобщается на параметрический вид задания функций, описывающих профиль гофра, что дает возможность исследовать профили, представляющие собой области с пережатиями. Задача решается при граничном условии Дирихле для симметричных гладких профилей.

Сначала рассмотрим профили, описываемые функцией, представляющей собой сумму K членов разложения симметричного прямоугольного профиля в гармониче-

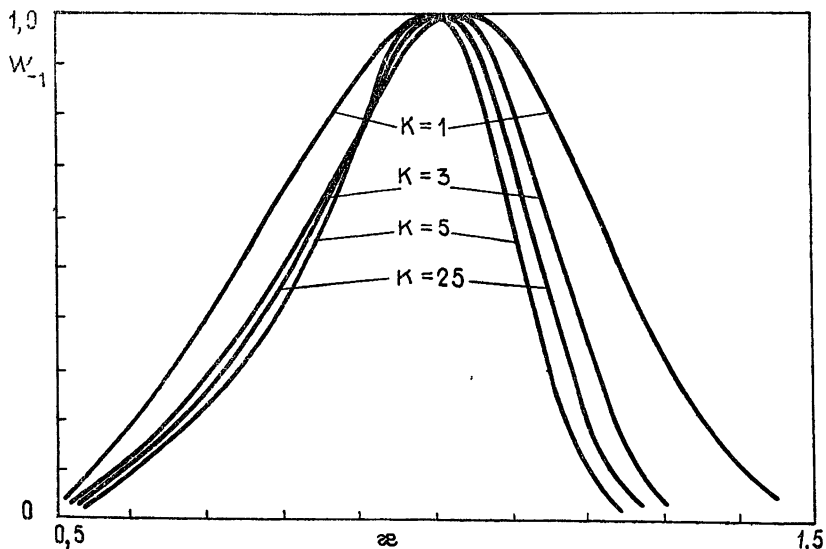


Рис. 1.

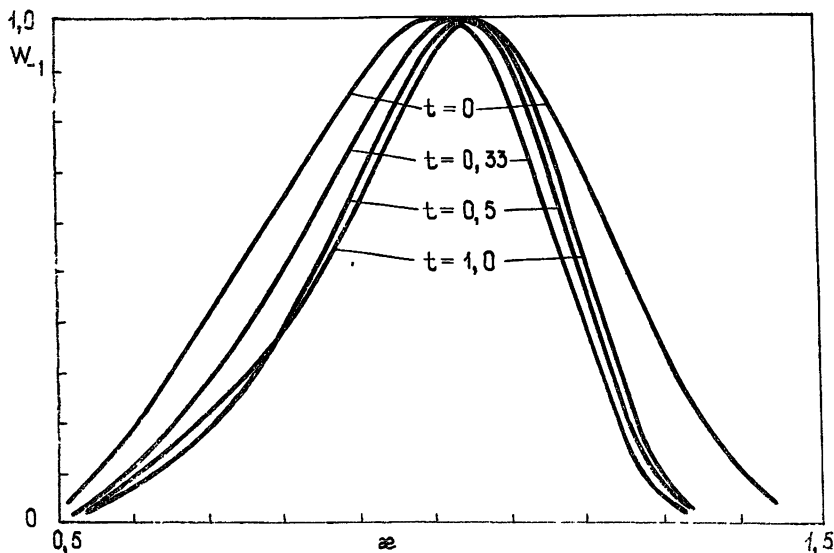


Рис. 2.

ский ряд. На рис. 1 изображены зависимости энергии минус первой гармоники \bar{W}_{-1} дифрагированного поля от параметра $\kappa = d/\lambda$ в режиме автоколлимации, где d — период структуры, λ — длина волны, для различного количества членов ряда K . Значение $K = 1$ соответствует синусоидальному профилю с амплитудой $A = 2$ при периоде $d = 2\pi$. Функция W_{-1} обращается в единицу для всех рассмотренных профилей практически при одном значении κ с точностью до второго знака, однако полоса режима ПАО различна, причем наиболее узкополосный режим наблюдается при приближении профиля к прямоугольному.

Рассмотрим теперь профили, описываемые функцией $2(\sin \kappa + t \sin 3\kappa)$ и представляющие собой синусоиду с амплитудой $A = 2$ с добавлением третьей гармоники произвольной амплитуды. На рис. 2 представлены зависимости W_{-1} от κ в режиме автоколлимации при различных t . С увеличением t наблюдается сужение полосы режима ПАО, но рост t свыше $t_0 = 0,33$, соответствующего второму члену выше-рассмотренного гармонического ряда, практически перестает оказывать влияние на кривую. Падающая волна «не замечает» углублений с характерным масштабом ширины, существенно меньшим λ .

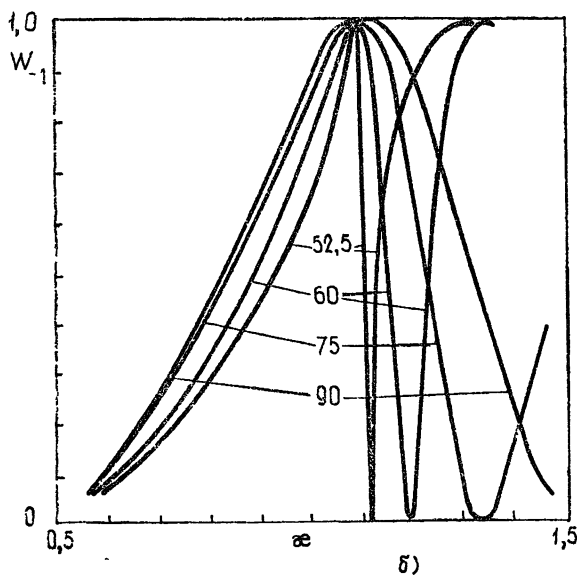
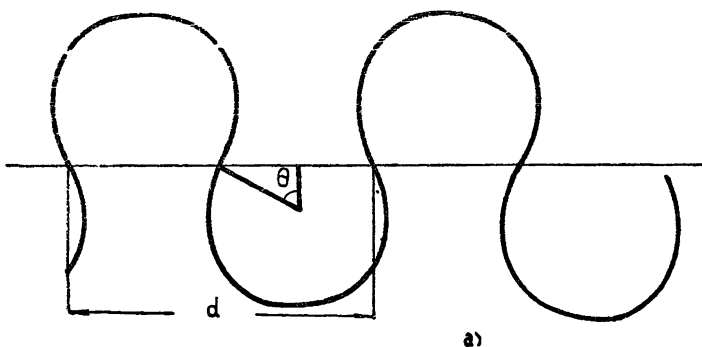


Рис. 3.

Наконец, рассмотрим неоднозначные профили в виде «кувшинов», изображенные на рис. 3а. Будем их описывать двумя дугами окружностей равного радиуса, выпуклой и вогнутой, расположенными антисимметрично относительно места их касания. В качестве параметра, характеризующего такой профиль, выберем угол θ (см. рис. 3). При $\theta = 90^\circ$ дуги представляют собой полуокружности радиусом $\pi/2$, при $\theta > 90^\circ$ профиль становится однозначным и по свойствам близок синусоидальному, при $\theta < 90^\circ$ радиус дуг растет и возникает пережатие, которое смыкается при $\theta = 30^\circ$. На рис. 3б изображены зависимости W_{-1} в режиме автоколлимации от κ для профилей с различными θ . Режим ПАО имеет при разных θ существенно разные полосы. Может осуществляться как широкополосный режим ($\theta \geq 90^\circ$), так и предельно узкополосный ($\theta \leq 50^\circ$), полоса которого в приближении идеальной проводимости поверхности не ограничена и может быть сколь угодно малой.

Таким образом, по сравнению с профилями, описываемыми однозначными функциями, профили в виде «кувшинов» обладают существенно более разнообразными возможностями рассеяния, позволяющими получить в наиболее удобной для применения области $0,5 \leq k \leq 1,5$ (где являются распространяющимися лишь первая и нулевая гармоники дифрагированного поля) как широкополосные, так предельно узкополосные режимы. Это связано с наличием частично закрытых резонансных объемов, в которых при падении волны возбуждаются высокочастотные колебания.

Автор выражает благодарность А. И. Сукову за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Electromagnetic Theory of Gratings / Ed. Petit R. — Berlin — Heidelberg — New York: Springer — Verlag, 1980.
2. Кириленко А. А., Кусайкин А. П., Сиренко Ю. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 10, с. 1182.
3. Вайнштейн Л. А., Суков А. И. — Радиотехника и электроника, 1984, 19 № 8, с. 1472.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
8 июня 1987 г.

