

УДК 537.874.7

ОМИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПРИ РАССЕЯНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ГОФРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*Е. В. Копосова**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Оценены омические потери при рассеянии плоской электромагнитной волны на металлической гофрированной поверхности. Проведён их сравнительный анализ при различных режимах падения и рассеяния волны (автоколлимация и различные углы падения), исследована их зависимость от амплитуды и формы профиля гофрировки. Исследования проведены на основании численного решения интегрального уравнения, описывающее дифракцию плоской электромагнитной волны на гофрированном разделе двух диэлектриков. Металл рассматривается как диэлектрик с чисто мнимой диэлектрической проницаемостью большой величины, определяемой его проводимостью. Подробно исследуются волны с E -поляризацией (т. е. волны, в которых вектор электрического поля направлен вдоль рёбер решётки), используемые в эшелеттных резонаторах для гиротронов.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время представляется достаточно перспективным использование в мощных гироприборах электродинамических систем, имеющих в основе металлическую гофрированную поверхность. В частности, к таким системам относятся гиротроны с эшелеттными резонаторами, созданные около 20 лет назад [1, 2], которые имеют редкий спектр собственных колебаний и коэффициент полезного действия на уровне типичных гиротронов мегаваттного уровня мощности при существенно более низком нагреве стенок резонатора. Однако в теоретических расчётах таких резонаторов, включая современные [3], омические потери на гофрированной металлической поверхности специально не находятся и полагаются аналогичными потерям в традиционных гиротронных резонаторах.

Вопрос о величине омических потерь на гофрированной металлической поверхности также актуален в любом мощном сверхвысокочастотном приборе, в котором используется такая поверхность, поскольку представляется привлекательным создание устройств с использованием металлических отражательных дифракционных решёток, отвечающих требованиям электропрочности. Так, в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн применяются квазиоптические аналоги волноводных элементов (ответвители, фильтры и т. д.), что позволяет снизить потери при передаче мощности и повысить электропрочность сверхвысокочастотного тракта. Это особенно важно для применения в радиолокации [4, 5] и в системах электронно-циклотронного нагрева в установках управляемого термоядерного синтеза нового поколения [6–8], где мощность излучения может превышать мегаваттный уровень. За последние годы на базе таких решёток были разработаны и испытаны диплексеры [9, 10], позволяющие суммировать излучение двух разночастотных гиротронов на общей нагрузке и при необходимости быстро коммутировать суммарное излучение между двумя нагрузками. Также были исследованы дуплексеры [11, 12], обеспечивающие работу локационного устройства с одной антенной за счёт поляризационного различия излучаемого и принимаемого излучения.

* ev_koposova@mail.ru

Величина омических потерь при накоплении и транспортировке электромагнитного излучения неоднократно обсуждалась в литературе. В монографии [13], где рассматривалось влияние различных потерь на характеристики электродинамических систем миллиметрового диапазона длин волн, подробно исследована задача дифракции плоской волны с H -поляризацией, магнитное поле которой направлено вдоль рёбер решётки, на неидеально проводящей гребёнке в пределах одноволновой зоны. Распространяющейся при этом является только зеркальная волна, а волны, отвечающие остальным дифракционным порядкам являются прижатыми, что при нормальном падении соответствует периоду структуры, меньшему длины волны. Неидеальная проводимость учтена в рамках эквивалентных граничных условий импедансного типа (условий Леонтовича), заданных на гребенчатой поверхности. Толщина гребёнки предполагалась исчезающе малой по сравнению с глубиной структуры и длиной волны, но существенно превышающей толщину скин-слоя.

В данной работе рассчитываются омические потери при рассеянии плоской электромагнитной волны с E -поляризацией (т. е. волны, вектор электрического поля которой направлен вдоль рёбер решётки), на металлической гофрированной поверхности с произвольным профилем. Делается сравнительный анализ потерь, возникающих при различных режимах падения и рассеяния волны; исследуется наиболее часто используемый в эшелеттных резонаторах для гиротронов режим автоколлимации (-1 -го) порядка: рассматриваются различные углы падения в этом режиме и соответствующие им амплитуды гофрировки. Анализируется зависимость потерь от амплитуды и формы профиля гофрировки при нормальном падении волны. Рассматриваются как простейшие формы, используемые в эшелеттных резонаторах (синусоида, треугольник), так и более сложные, интерес к использованию которых в технике миллиметровых волн вызван уникальными характеристиками рассеяния электромагнитной волны, обеспечивающими функционирование конкретного прибора.

Исследования проводятся на основании численного решения интегрального уравнения, описывающего дифракцию плоской электромагнитной волны на гофрированном разделе двух диэлектриков [14–17]. Считается, что среда, из которой падает волна (т. е. верхняя среда), является вакуумом. Также полагается, что нижняя среда — металл, на который падает волна из вакуума, — является диэлектриком с чисто мнимой диэлектрической проницаемостью большой величины, определяемой его проводимостью [18].

При расчёте рассеяния электромагнитной волны на гофрированном диэлектрике с большой мнимой частью диэлектрической проницаемости с помощью решения интегрального уравнения возникает матрица большого размера с медленно уменьшающимися элементами [14]. При вычислении потерь отсутствует возможность контролировать погрешность результатов по дефекту энергии. Для обеспечения точности расчётов используется критерий сходимости комплексных коэффициентов рассеяния от точек на периоде. При этом оценивается сумма квадратов модулей разностей комплексных коэффициентов рассеяния текущего и предыдущего (меньшего на единицу) числа точек. Потери определяются как дефект энергии суммы всех распространяющихся гармоник при рассеянии на гофрированной поверхности при выполнении условий сходимости результатов.

1. СРАВНЕНИЕ ПОТЕРЬ НА ПЛОСКОЙ И ГОФРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Согласно работам [18, 19] комплексная диэлектрическая проницаемость металлов имеет весьма большую мнимую часть

$$\varepsilon'' = 2\sigma/f, \quad (1)$$

где σ — проводимость металла, f — частота электромагнитного поля. Во всех металлах в миллиметровом диапазоне длин волн и даже на оптических частотах величина ε'' оказывается весьма большой. По сравнению с ней вещественной частью ε' комплексной диэлектрической проницаемости можно практически пренебречь. Оценки величины ε'' для меди, обладающей проводимостью $\sigma = 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$ [18], при характерной частоте $f = 150 \text{ ГГц}$ дают величину $\varepsilon'' \approx 6666666$. Поэтому положим, что в нижней среде, на гофрированную границу с которой падает волна, $\varepsilon'' \approx 6666666$, а $\varepsilon' = 0$. Согласно работам [18–20], потери при отражении от плоской границы меняются в зависимости от угла падения θ_i (практически во всём интервале углов, исключая скользящие) и поляризации как

$$\Delta_E = \Delta \cos \theta_i, \quad \Delta_H = \Delta / \cos \theta_i, \quad (2)$$

где $\Delta_{E,H}$ — потери при отражении волны, электрическое (магнитное) поле которой перпендикулярно (параллельно) плоскости падения, $\Delta = 2k\xi$, $\xi = (\lambda/2\pi)\sqrt{f/\sigma} = (1/k)\sqrt{2/\varepsilon''}$ — толщина скин-слоя, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве, λ — длина волны. Таким образом, с ростом угла падения потери для волны с E -поляризацией уменьшаются, а для волны с H -поляризацией —

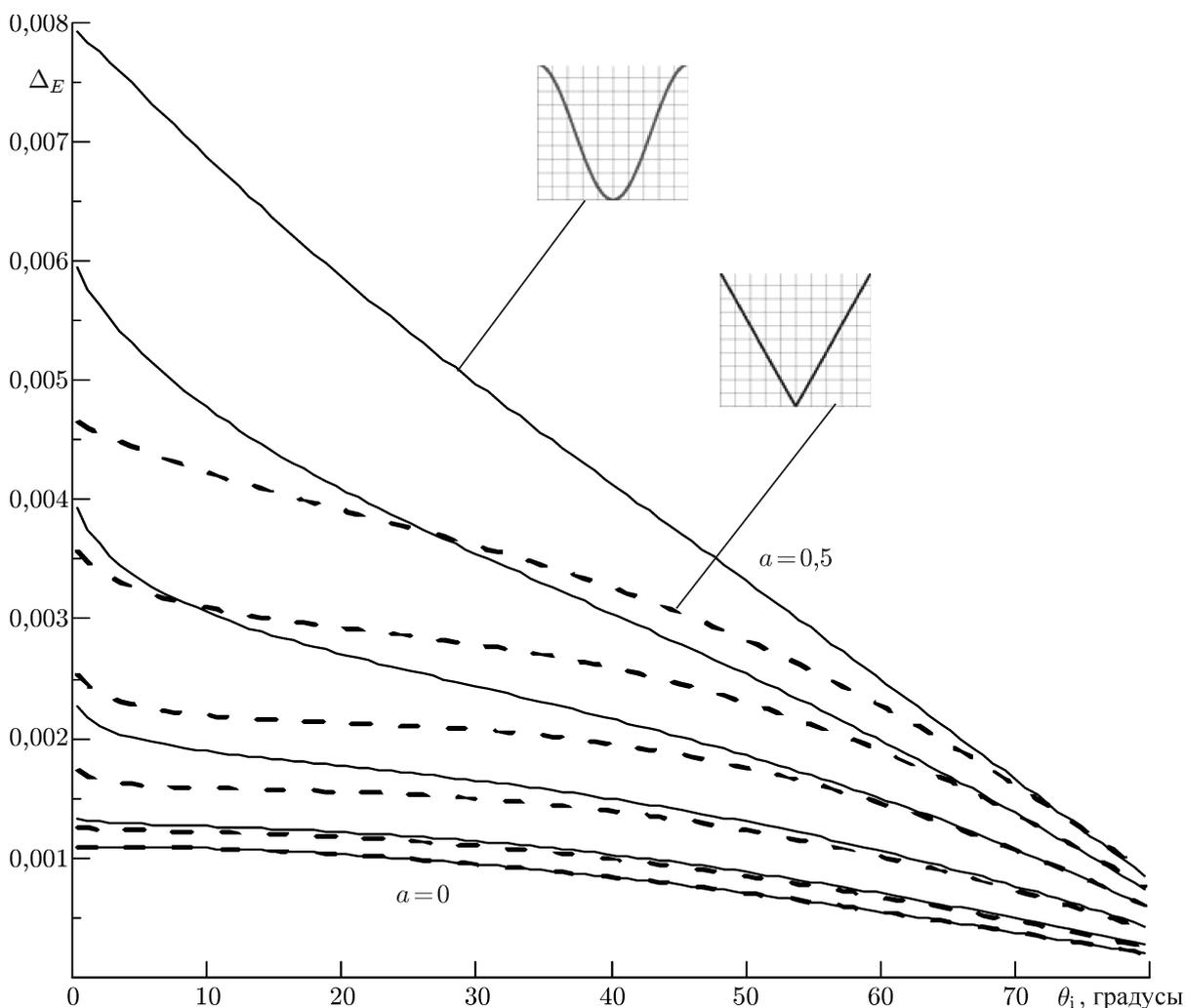


Рис. 1. Зависимости потерь Δ_E от угла падения θ_i для разных амплитуд гофрировок поверхностей с простейшими формами при $\kappa = 1$ для значений a , от 0 (гладкая поверхность) до $a = 0,5$ с шагом 0,1

увеличиваются. В дальнейшем будем рассматривать только волны с E -поляризацией, т. е. волны, электрическое поле которых параллельно ребру решётки, специально это не оговаривая.

С ростом амплитуды гофрировки зависимости (2) меняются: появляется зависимость потерь от формы профиля и возникает рассеяние в незеркальных направлениях. Наличие и направление (т. е. угол отражения) отвечающих им дифракционных порядков на гофрированной поверхности характеризуется дифракционным параметром $\kappa = d/\lambda$, где d — период структуры. На рис. 1 изображены графики зависимости потерь от угла падения для различных амплитуд двух простейших по форме профилей гофрированных поверхностей — синусоиды (сплошные линии) и треугольника (штриховые линии). Дифракционный параметр κ полагается равным единице. Кривые построены для различных величин отношения амплитуды гофрировки A к длине волны, т. е. параметра $a = A/\lambda$, а именно от $a = 0$, что соответствует гладкой поверхности, когда потери определяются формулой (2), до $a = 0,5$ с шагом 0,1. Как видно из рисунка, кривые монотонны. При скользких углах потери не зависят от формы профиля гофрировки и достаточно малы. При малых углах потери сильно зависят от профиля и по величине значительно больше, чем при больших углах, причём их максимум, как и в случае гладкой поверхности, отвечает нормальному падению. На поверхности с гофрировкой треугольного профиля потери существенно меньше, чем на поверхности с синусоидальной гофрировкой.

Мы не приводим здесь зависимости коэффициентов отражения от различных параметров. Они близки к тем, которые имеются для идеально проводящей поверхности. В частности, при выбранном значении дифракционного параметра $\kappa = 1$ для угла падения $\theta_1 = 30^\circ$ (-1)-й порядок дифракции отвечает режиму автоколлимации (т. е. волна отражается обратно) и при определённой амплитуде гофрировки характеризуется коэффициентом отражения, близким к единице. Распределение энергии рассеяния по дифракционным порядкам не коррелирует со значениями потерь.

2. ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРОФИЛЕЙ ГОФРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим далее два наиболее важных с практической точки зрения случая: полное автоколлимационное отражение и нормальное падение волны с E -поляризацией для выбранного материала ($\epsilon'' \approx 6666666$) при различных профилях гофрированной поверхности. При этом не будем ограничиваться лишь синусоидальным и треугольным профилями, а проведём сравнительный анализ потерь при использовании как простейших, так и более сложных форм профиля.

В общем случае произвольная форма профиля описывается параметрами, количество которых характеризует её сложность. Например, это могут быть амплитуды и фазы нужного числа гармоник ряда Фурье, в который раскладывается форма профиля [21]. Более практично, по аналогии с работой [17], воспользоваться параметрами q_d и q_q , характеризующими наклон стенок и ширину канавки: q_d — относительная часть периода, занимаемая наклонными стенками, а q_q характеризует распределение оставшейся части периода между канавкой и возвышением.

Приведём здесь краткое пояснение смысла этих параметров. Рассмотрим простейший профиль, описываемый синусоидой (или периодически повторяющимся равнобедренным треугольником). Центр возвышения (т. е. наиболее высокую точку на периоде) поместим в начало периода (начало отсчёта), тогда середина периода окажется в центре канавки. Далее предположим, что синусоида мысленно разрезана пополам линией симметрии, проходящей через центр канавки, и сжата в горизонтальном направлении так, что занимает не весь период, а относительную часть периода $q_d \in [0; 1]$ (целой синусоиде, занимающей весь период, соответствует значение $q_d = 1$). Параметр q_d будем условно называть параметром сжатия. Он же характеризует наклон стенок

профиля. Оставшуюся после сжатия синусоиды часть периода дополним прямой линией. Эта прямая вставляется как в канавку (место разреза основной синусоиды), так и в возвышение. Она может быть разделена на две в общем случае неравные части (в возвышении основной синусоиды и в её канавке), которые распределены на периоде согласно параметру $q_q \in [0; 1]$ (значение $q_q = 0,5$ соответствует равному распределению дополнительных областей в возвышении и канавке, $q_q = 0$ — всей вставке в возвышение, $q_q = 1$ — всей вставке в канавку). Параметр q_q назовём параметром несимметрии относительно распределения длин возвышения и канавки. Этот параметр характеризует ширину канавки. Если в качестве исходного простейшего профиля взять не синусоиду, а треугольник, то в результате описанных действий получится трапеция. Из-за наличия углов треугольный и трапециевидный профили при расчёте раскладываются в ряд Фурье с учётом по крайней мере 25 гармоник.

Профили, для описания формы которых достаточно этих двух параметров, будем относить к классу двухпараметрических профилей. В частности, профили в виде синусоиды и периодически повторяющегося равнобедренного треугольника описываются только одним фиксированным параметром $q_d = 1$.

Часто необходимо иметь дело со сложными профилями, для описания которых двух введённых параметров недостаточно. Тогда вводится третий параметр. Он характеризует перегородку посередине канавки, которая описывается дополнительной синусоидой, вставленной на относительной части $(1 - q_d)q_q$ периода. Величина \tilde{A} , определяемая как отношение амплитуд перегородки и основной синусоиды, является третьим параметром.

3. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЯХ ГОФРИРОВКИ В РАЗНЫХ ТОЧКАХ ЛИНИИ ПОЛНОГО АВТОКОЛЛИМАЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ВОЛН E -ПОЛЯРИЗАЦИИ

Сначала проведём оценки омических потерь в режиме автоколлимации (при этом $\sin \theta_i = 1/(2\kappa)$ [17, 22]), не требуя полного автоколлимационного отражения, в пределах двухволновой зоны ($0,5 < \kappa < 1,5$) и при амплитуде гофрировки, не превышающей половину длины волны ($0 < a < 0,5$). Соответствующие общие закономерности для примера простейшего синусоидально-гофрированного профиля представлены на рис. 2. Кривые построены для различных значений a от 0 до 0,5 с шагом 0,1.

Как видно, для волн с E -поляризацией и простейших профилей гофрировки при малых её глубинах потери монотонно зависят от κ : они увеличиваются от очень малых величин при $\kappa = 0,5$ (что соответствует скользкому углу падения и отражения) до некоторого уровня при $\kappa = 1,5$ (что соответствует углу падения и отражения $\theta_i \approx 19,5^\circ$). С ростом глубины эта зависимость становится немонотонной: начиная с глубины в четверть длины волны, у неё появляется максимум при $\kappa \approx 0,8$ ($\theta_i \approx 39^\circ$), который с дальнейшим ростом глубины смещается в сторону больших κ (т. е. меньших углов падения),

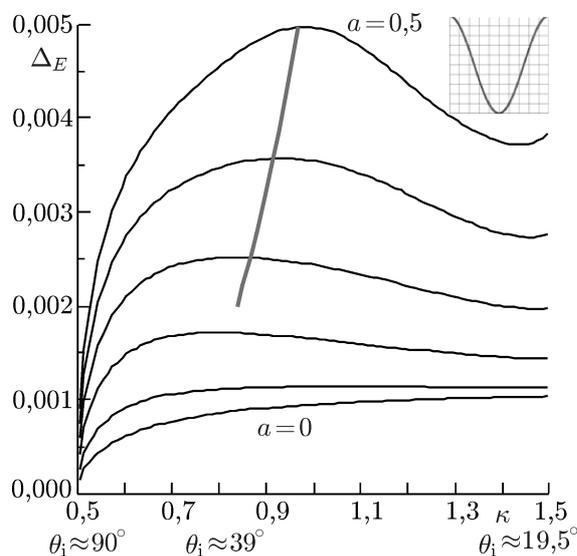


Рис. 2. Потери на синусоидально-гофрированной поверхности в режиме автоколлимации. Под осью абсцисс отмечены величины углов θ_i , соответствующие лежащим над ними значениям κ

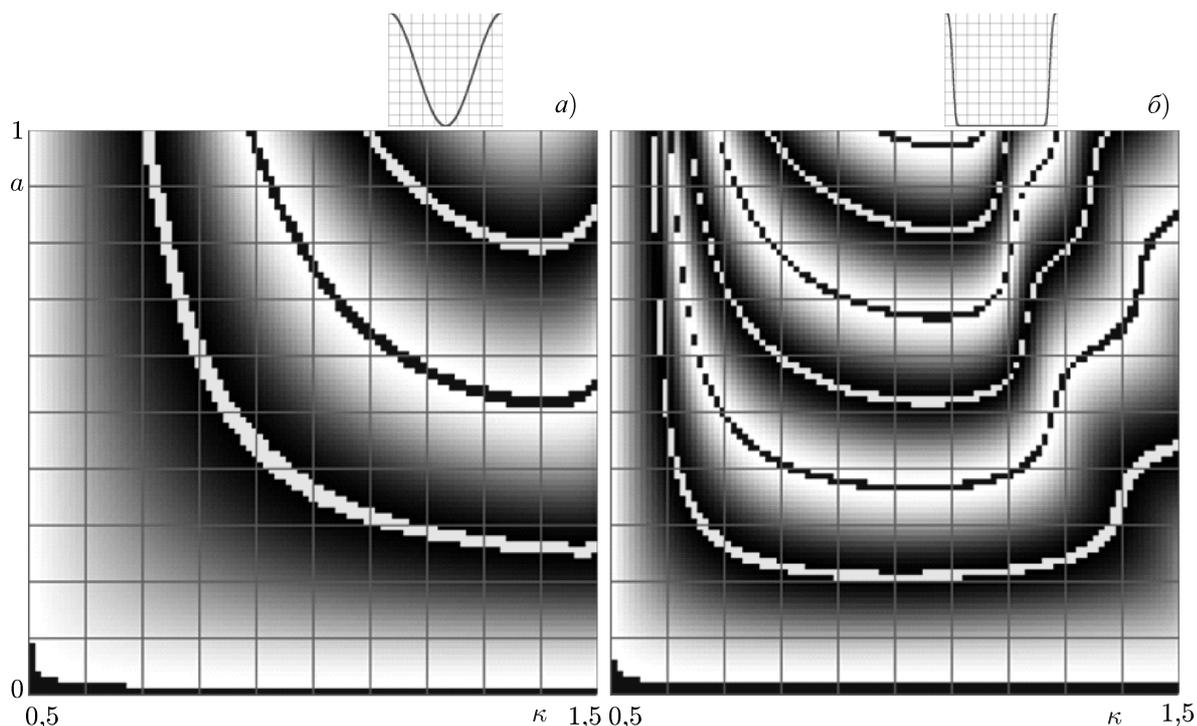


Рис. 3. Диаграммы коэффициента отражения $|R_{-1}|^2$ по мощности в (-1) -й дифракционный порядок в режиме автоколлимации на плоскости (κ, a) для двух видов профилей гофрированной поверхности: синусоидального (а) и с широкой канавкой и острыми зубьями (б)

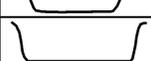
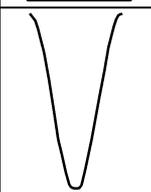
достигая середины рассматриваемого диапазона при глубине порядка длины волны. Положение максимумов этих кривых отмечено серой кривой на рис. 2. Этот эффект обеспечивает возрастание потерь вдоль линии полного автоколлимационного отражения (ПАО- E ; E здесь означает E -поляризацию, см. рис. 3) при смещении рабочей точки по ней от края двухволновой области ($\kappa = 1,5$) к её центру. При этом растёт нормированная амплитуда гофра $a = A/\lambda$ и увеличивается угол падения θ_i .

Для иллюстрации сказанного приведём диаграмму коэффициента отражения $|R_{-1}|^2$ по мощности в (-1) -й дифракционный порядок в режиме автоколлимации на плоскости (κ, a) . Для синусоидальной поверхности эта диаграмма изображена на рис. 3а. Величина коэффициента отражения характеризуется интенсивностью цветовой окраски согласно серой шкале от белого (нуль) до чёрного (единица). При этом экстремальные значения выделены обратным цветом: линии ПАО- E — светлые на тёмном фоне, полного зеркального отражения (ПЗО- E) — тёмные на светлом фоне. Нас интересует первая линия ПАО- E .

Однако, в отличие от простейших профилей, коэффициент отражения спадает вдоль линии ПАО- E для профилей с широкой канавкой и острым зубом (рис. 3б), с ростом амплитуды a при смещении рабочей точки по ней от края двухволновой области ($\kappa = 1,5$) к её центру (т.е. с ростом угла падения θ_i) [17, 23]. Это факт при отсутствии других факторов мог бы ограничить рост потерь вдоль неё. Этим и обусловлен интерес к рассмотрению потерь на линиях ПАО- E , соответствующих различным профилям гофра.

Рассмотрим несколько профилей (в том числе синусоидальный, треугольный равнобедренный с прямым углом при вершине, с широкой канавкой с разной шириной) и несколько точек режима ПАО- E по дифракционному параметру и, соответственно, углу. Среди форм гофрировки возьмём также профиль с перегородкой посередине широкой канавки, которая описывается

Таблица 1

№	профиль	Тип гофрировки	Параметры	κ	a	θ_i , градусы
1		синусоидальный	$q_d = 1$	1,305	0,269	22,53
2		треугольный	$q_d = 1$	1,3	0,325	22,62
3		синусоидальный	$q_d = 1$	1	0,35915	30
4		синусоидальный	$q_d = 0,5; q_q = 1; \tilde{A} = 0,5$	1	0,375	30
5		экспоненциальный	$q_d = 1$	1	0,218	30
6		экспоненциальный	$q_d = 0,5$	1	0,208	30
7		синусоидальный	$q_d = 1$	0,7071	1,0035	45

дополнительной синусоидой, вставленной на относительной части $(1 - q_d) q_q$ периода с амплитудой \tilde{A} относительно амплитуды основной синусоиды. Интерес к профилям такого типа связан с тем, что в этом классе профилей обеспечиваются широкополосные режимы полного разделения поляризаций на решётке [23], а также равномошностные и равнофазные режимы рассеяния, используемые в диплексерах на универсальную поляризацию [24]. Основным же интерес к такого рода исследованиям обусловлен проблемой выбора оптимального профиля и оптимальной рабочей точки для эшелетного резонатора гиротрона.

Все взятые для исследования профили с их описанием и рабочие точки со значениями дифракционных параметров, амплитуд и углов пронумерованы и приведены в табл. 1.

Два простейших профиля, синусоидальный и равнобедренный треугольный с прямым углом при вершине (первый используемый профиль гофра для эшелетного резонатора в гиротроне [25]), рассчитаны для использования на краю диапазона ПАО-Е с минимальными потерями. Четыре различных профиля, включая синусоидальный, а также профили с широкой канавкой (один с внутренней перегородкой и два с различной толщиной зуба) рассчитаны на $\kappa = 1$ и $\theta_i = 30^\circ$ (середина диапазона). Один синусоидальный профиль с большой амплитудой рассчитан на угол падения $\theta_i = 45^\circ$. Все профили с учётом

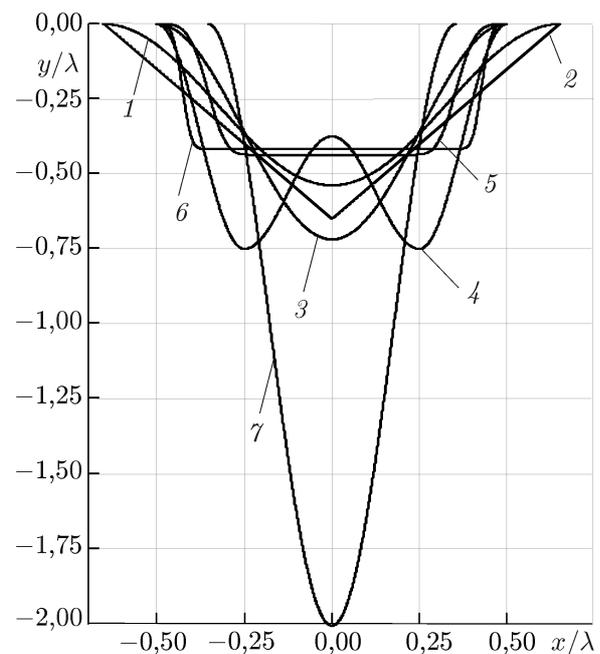


Рис. 4. Рассматриваемые профили гофрировки с учётом глубины и периода. Координаты x (вдоль поверхности) и y (поперёк поверхности) нормированы на длину волны λ . Номера 1–7 соответствуют номерам типов гофрировки, приведённых в табл. 1

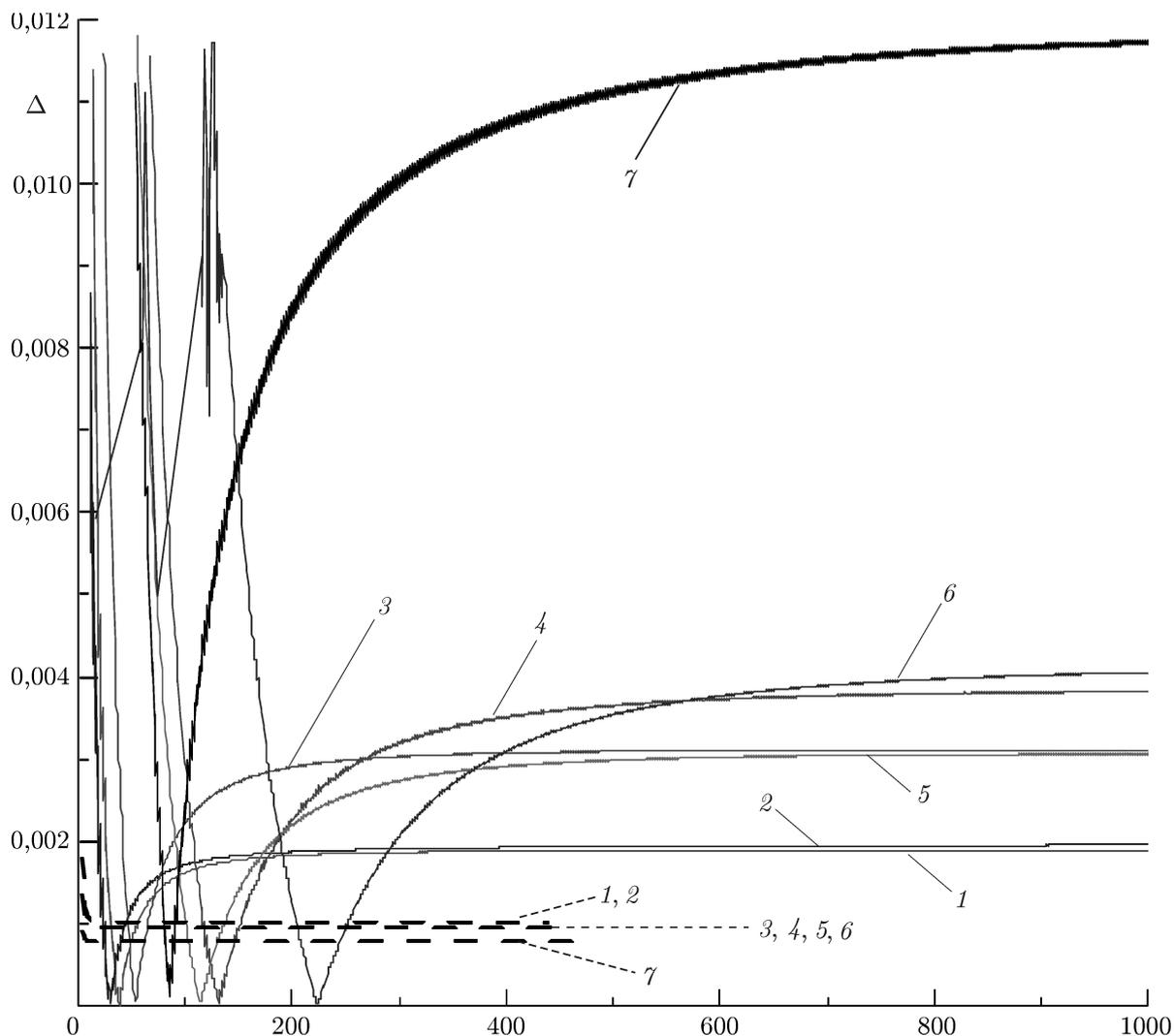


Рис. 5. Зависимость потерь от числа точек на периоде для рассматриваемых профилей с учётом отражения в 0-й и (-1)-й порядки. Потери при отражении от гладкой поверхности, рассчитанные по формуле (2), показаны штриховыми линиями. Номера 1-7 соответствуют номерам типов гофрировки, приведённых в табл. 1

глубины и периода приведены на рис. 4.

На рис. 5 представлены зависимости потерь $\Delta = |1 - (|R_{-1}|^2 + |R_0|^2)|$, где $|R_0|^2$ — коэффициент отражения по мощности в 0-й порядок, для каждого из рассматриваемых профилей от числа точек на периоде, демонстрирующие сходимость результатов. Процесс сходимости имеет колебательный характер. При малом числе точек для любого профиля потери «отрицательны» (берётся модуль и обрезается по разумным для рассмотрения величинам) с сильной неравномерностью сходимости по точкам. После прохождения «нуля» (при некотором числе точек) сходимость становится равномерной. Конкретное число точек, соответствующее этому прохождению «нуля», для каждого профиля своё. Далее начинается монотонное стремление потерь к некоторой величине. Эту величину и будем считать потерями для данного профиля и режима при условии выполнения критерия сходимости. Потери при отражении от гладкой поверхности под своими углами падения изображены на рис. 5 пунктиром. Потери на всей линии ПАО-Е существенно превосходят потери для гладкой поверхности при нормальном падении: от 1,6 раза на

краю области до 4 раз при глубине порядка длины волны.

Из рис. 5 видно, что лучше всего сходятся результаты для треугольного профиля: это типичный эшелетт с прямым углом при вершине, самый первый из исследованных профилей гофрировки резонатора в гиротроне [25]. Чуть хуже сходимость, но чуть меньше потери у синусоидального профиля с рабочей точкой вблизи края диапазона. Для оценок потерь на этих профилях достаточно взять на периоде 150 точек, для более точного расчёта необходимо использовать 300 точек. Далее (и по сходимости, и по величине потерь) идёт группа профилей, рассчитанная на рабочую точку $\kappa = 1$ и $\theta_i = 30^\circ$. Синусоидальные профили обладают лучшей сходимостью в этой группе (для оценок достаточно 300 точек), однако минимальными потерями в этой группе характеризуется профиль с канавкой с умеренной шириной и не слишком острыми зубьями (400 точек). Следующим и по сходимости, и по потерям является профиль с внутренней перегородкой (500 точек). Последний в этой группе — профиль с очень широкой канавкой и тонкими острыми зубьями, проигрывающий и по потерям, и по сходимости из-за остроты зубьев (800 точек). Несмотря на кажущуюся оптимальность формы линии ПАО-Е для такого профиля (уменьшение глубины с ростом угла до середины двухволнового диапазона), потери на нём растут из-за включения других факторов.

Потери на синусоидальном профиле с большой амплитудой, рассчитанном на угол падения $\theta_i = 45^\circ$, не могут быть вычислены используемым способом. Результаты по вычислению потерь будут разумными при использовании более 1 000 точек на периоде.

Был проведён анализ коэффициентов отражения в 0-й и (-1)-й порядки дифракции для каждого из выбранных профилей. Он показал, что, в отличие от всех остальных профилей, у которых при выполнении условия сходимости результатов имеется только (-1)-й порядок, у глубокого синусоидального профиля 7 наблюдается конечный дифракционный максимум нулевого порядка. Это говорит о сдвиге точки максимального коэффициента отражения в (-1)-й порядок дифракции относительно точки ПАО-Е идеально-проводящей поверхности при наличии потерь.

4. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ НА РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЯХ В СЛУЧАЕ НОРМАЛЬНОГО ПАДЕНИЯ

Рассмотрим теперь зависимость потерь и коэффициента отражения от параметров в случае нормального падения волн с *E*-поляризацией. В качестве дифракционного параметра возьмём те же значения, что в предыдущем случае рассмотрения режима автоколлимации. Исследования проведём для пяти видов формы профиля, рассмотренных в предыдущем пункте, и представим оценки потерь для $a = 0,25$ и $a = 0,5$ для каждого профиля (рис. 6а, б соответственно).

Для волн с *E*-поляризацией при малых глубинах профиля потери монотонно спадают с ростом параметра κ . С увеличением глубины до полудлины волны (т.е. амплитуды до четверти длины волны) в точке возникновения распространяющихся (-1)-го и (+1)-го порядков ($\kappa = 1$) появляется максимум в зависимости потерь от параметра κ . С дальнейшим увеличением амплитуды он растёт и смещается в сторону меньших κ вглубь одноволновой зоны. Для синусоиды он смещается на меньшую величину по κ , но достигает существенно больших значений при той же амплитуде, чем для треугольника. При глубине, равной длине волны, потери в точке максимума для синусоидального профиля увеличиваются на порядок по отношению к потерям на гладкой поверхности. Для треугольника потери самые малые во всём диапазоне. Потери на профиле с внутренней перегородкой существенно превосходят потери на синусоидальном профиле.

Особенно отличаются по величине потерь профили с расширенной канавкой. Потери на них существенно превосходят потери на остальных рассматриваемых профилях. В двухволновой зоне

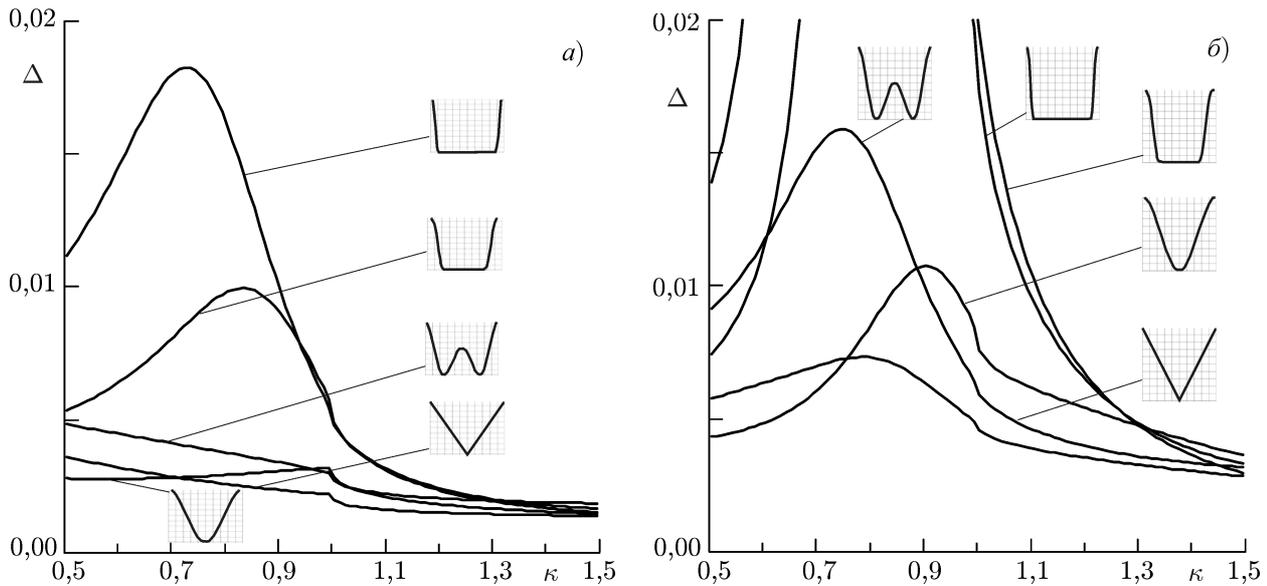


Рис. 6. Зависимость потерь $\Delta = |1 - (|R_{-1}|^2 + |R_0|^2)|$ от дифракционного параметра при нормальном падении для рассматриваемых профилей с учётом отражения в 0-й и (-1)-й порядки дифракции; $a = 0,25$ (а) и $a = 0,5$ (б)

(т. е. при распространении 0 и (-1) порядков) потери на таких профилях практически не зависят от толщины зуба, однако сильно превосходят потери на гладких профилях. В одноволновой же области, представляющей интерес для использования в электродинамических системах гиротронов [26], ввиду концентрации поля в канавках, наблюдаются аномально высокие потери (графики для них не помещаются в область разумных значений потерь, выбранную для демонстрации на рис. 6б). Так, для умеренно расширенной канавки максимум потерь достигает величины около 0,08 при значении дифракционного параметра $\kappa = 0,78$, а для широкой канавки с острыми зубьями — около 0,3 при $\kappa = 0,7$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе оценены омические потери при рассеянии плоской электромагнитной волны на металлической гофрированной поверхности. Проведён сравнительный анализ потерь, возникающих при различных профилях и режимах падения и рассеяния волны в случае автоколлимации волн с E -поляризацией, актуальной для проектирования эшелеттных резонаторов для гиротронов. Выявлено, что потери для волн сильно растут с ростом глубины гофрировки, а также вдоль кривой ПАО- E , в отличие от потерь для волн с H -поляризацией, которые, по оценкам [13], при некоторых параметрах могут стать меньше потерь для волн с E -поляризацией. Этот факт наводит на мысль о недостаточной оптимальности использования волн E -поляризации в эшелеттных резонаторах для гиротронов большой непрерывной мощности и ставит вопрос о конструировании гиротронов с E -модами [27], т. е. модами, имеющими H -поляризацию по отношению к ребру решётки. Однако в этом случае возникают проблемы с селекцией мод и величиной токов.

Также оценены омические потери при нормальном падении волны с E -поляризацией на металлическую гофрированную поверхность для различных профилей гофрировки. Установлено, что минимальными потерями обладает треугольный профиль, удовлетворительными — синусоидальный, а максимальными — профили с широкой канавкой и узкими зубьями. Потери на последних в одноволновой области ($\kappa < 1$) превосходят потери на гладкой поверхности в десятки и более раз.

К сожалению, такие потери не позволяют рассчитывать на удовлетворительную работу систем с использованием данных профилей.

Были также проведены оценки для других величин проводимости металла и, соответственно, значений мнимой части диэлектрической проницаемости ε_N'' . Они показали, что результаты по потерям отличаются по порядку величины в $\sqrt{\varepsilon''/\varepsilon_N''}$ раз, т. е. все изложенные качественные закономерности остаются в силе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00611). Автор выражает благодарность С. Н. Власову и В. Е. Запезалову за ценные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов С. Н., Копосова Е. В., Павельев А. Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, № 4. С. 8.
2. Власов С. Н., Копосова Е. В., Павельев А. Б., Хижняк В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 6. С. 691.
3. Белоусов В. И., Власов С. Н., Завольский Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 6. С. 497.
4. Manheimer W., Fliflet A., Germain K. S., et al. // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30, No. 3. P. 1103.
5. Usoff J. M. // Proc. IEEE Radar Conf. Boston, 2007. P. 17.
6. Kasperek W., Petelin M. I., Erckmann V., et al. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 52. P. 281.
7. Bruschi A., Erckmann V., Kasperek W., et al. // Special Iss. IEEE Trans. Plasma Science on High-Power Microwave Generation. 2010. V. 38, No. 6. P. 1427.
8. Petelin M., Erckmann V., Hirshfield J. L., et al. // IEEE MTT Transactions. 2009. V. 56, No. 5. P. 835.
9. Кошуринов Ю. И., Павельев В. Г., Петелин М. И. и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 16. С. 73.
10. Erckmann V., Kasperek W., Koshurinov Y., et al. // Fusion Sci. Technol. 2009. V. 55, No. 1. P. 23.
11. Щегольков Д. Ю., Петелин М. И., Кузиков С. В. // Радиотехника XXI века: Научно-техн. журн. 2010. № 4. С. 52.
12. Hirshfield J. L., Kolchin P., Kuzikov S., Petelin M. // Digest of 25th Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Beijing, 2000. P. 405.
13. Ильинский А. С., Слепян Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М.: МГУ, 1983. 231 с.
14. Electromagnetic theory of gratings / Ed. by R. Petit. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980. 284 p.
15. Вайнштейн Л. А., Суков А. И. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 19, № 8. С. 1472.
16. Власов С. Н., Копосова Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 5–6. С. 482.
17. Власов С. Н., Копосова Е. В., Лапшина А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 391.
18. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
20. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966. 240 с.
21. Копосова Е. В., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 9. С. 1178.
22. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решётки. Киев: Наукова думка, 1986. 232 с.
23. Копосова Е. В., Лубяко Л. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 2. С. 154.

24. Власов С. Н., Копосова Е. В., Кошуринов Ю. И. и др. // Журн. техн. физ. 2012. Т. 82, № 7. С. 92.
25. Агапов Л. Н., Богданов С. Д., Венедиктов Н. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 7. С. 489.
26. Завольский Н. А., Петелин М. И., Седов А. С., Фильченков С. Е. // IX Всеросс. семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2013. С. 70.
27. Ботвинник И. Е., Братман В. Л., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, № 13. С. 792.

Поступила в редакцию 8 июля 2014 г.; принята в печать 15 апреля 2015 г.

OHMIC LOSSES DURING SCATTERING OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE AT A METAL CORRUGATED SURFACE

E. V. Kuposova

We estimate the ohmic losses in the case of scattering of a plane electromagnetic wave at a metal corrugated surface. Comparative analysis of the losses is performed at different regimes of wave incidence and scattering (self-collimation and different incidence angles), and their dependence on the amplitude and shape of the corrugation profile is studied. The study is based on numerical solving of the integral equation which describes the diffraction of a plane electromagnetic wave at a corrugated interface between two dielectrics. Metal is regarded as a dielectric with purely imaginary dielectric permittivity of a great value which is determined by metal conductivity. The waves with E polarization (i.e., the waves with the electric-field vector directed along the grooves), which are used in echelette gyrotron cavities, are studied in detail.