УДК 537.86

# ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ ОКНА ДЛЯ ВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН

*С. Н. Власов*, Е. В. Копосова, С. Ю. Корнишин, В. В. Паршин, Д. А. Перминов, Е. А. Серов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Представляются результаты теоретического расчёта и экспериментального исследования двустороннего просветления пластины диэлектрика путём создания на её поверхностях гофрированной структуры специального профиля. Такая структура позволяет минимизировать коэффициент отражения электромагнитной волны на уровне порядка −30 дБ в диапазоне, по крайней мере, одной октавы. Подобное просветление предполагается использовать для окон вывода энергии частотно-перестраиваемых генераторов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Оно может также применяться и для окон широкодиапазонной спектроскопической аппаратуры, используемой для диагностики широкого класса материалов, как газов, так и конденсированных сред, а также для медицинской аппаратуры, где исследуемый образец/объект размещается внутри герметичного бокса. Теоретические расчёты основаны на численном решении полных уравнений электромагнитного поля. Экспериментальное исследование отражения от двусторонне гофрированных пластин проводилось с помощью интерферометра Майкельсона. Показано, что в диапазоне частот 50÷220 ГГц коэффициент отражения составляет не более −23 дБ. Просветляющий профиль выполнен на пластине, изготовленной из «Рафлона» — радиационно-модифицированного фторопласта Ф-4. Именно этот современный материал позволил изготовить просветляющую структуру с требуемой точностью.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно ведётся создание частотно-перестраиваемых генераторов (гиротронов) среднего уровня мощности (10÷1 000 Вт) для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн [1–4]. Применяющиеся квазиоптические окна вывода энергии в виде плоскопараллельной пластины диэлектрика с резонансной толщиной эффективны в узком диапазоне частот (менее 1 %), однако как для непрерывно перестраиваемых, так и для дискретно перестраиваемых многочастотных гиротронов [2–4] необходимы квазиоптические окна с отражением менее процента в диапазоне порядка одной октавы [3].

Такие же окна требуются для широкодиапазонной спектроскопической аппаратуры, используемой при диагностике как газов, так и конденсированных сред [5, 6], особенно для медицинских приложений, в которых исследуемый объект размещается внутри закрытого бокса. В этой аппаратуре отражения от окон, даже наклонённых на угол порядка 10°, создают стоячую волну в приёмно-передающем тракте, что сильно усложняет обработку информации, а температурная нестабильность тракта, меняя фазовые соотношения в стоячей волне, вносит дополнительную неопределённость в результаты измерений.

Использование в качестве вакуумного окна плоскопараллельной пластины, расположенной под углом Брюстера, требует существенного увеличения её размера. Последнее ведёт к увеличению толщины пластины и омических потерь в ней, что не всегда приемлемо [7].

Данная статья, основанная на результатах работ [8–10], посвящена расчёту и созданию просветляющей структуры на квазиоптических окнах ввода/вывода излучения с отражением на

* vlasov@appl.sci-nnov.ru

уровне порядка −30 дБ и меньше в диапазоне по крайней мере одной октавы. По существу речь идёт о разработке расчётных программ, позволяющих «синтезировать» наперёд заданную частотную характеристику неотражающей структуры путём подбора оптимального профиля гофрировки.

Получение просветления границы диэлектрика в заданной полосе частот возможно путём подбора (синтеза) профиля гофрировки, который описывается несколькими параметрами, в частности глубиной, сравнимой с длиной волны [11, 12].

Использование современных вычислительных алгоритмов [13–15] позволяет определить коэффициенты отражения и прохождения для таких сложных структур. Однако корректное решение обратной задачи в общей постановке, т. е. вычисление параметров гофрировки по заданным коэффициентам отражения, в настоящее время является чрезвычайно сложным. Поэтому методика решения обратной задачи основана на переборе и оптимизации желаемых режимов отражения и рассеяния по области значений параметров профиля [11, 12] по результатам последовательного решения цепочки прямых задач при наглядной визуализации результатов. Исследование и оптимизацию можно осуществить с помощью современных методов программирования [16], которые позволяют при использовании высокопроизводительного персонального компьютера и интерактивной расчётной программы с визуализацией непосредственно в процессе расчёта оценивать полученные результаты и корректировать параметры гофрировки.

Целью данной работы является поиск формы профиля гофрированной поверхности с учётом потерь в диэлектрике, оптимального с точки зрения отражающих характеристик просветляющей структуры. Рассматриваемые профили представляются разложением в ряд Фурье с учётом одной-двух дополнительных гармоник. На таких профилях с масштабом периода порядка длины волны могут реализоваться качественно новые режимы пропускания по сравнению с простейшими (например, синусоидальным или прямоугольным) профилями. Проводится оптимизация амплитуды основной и добавочной к синусоидальному профилю гармоник с целью получения наилучшего по величине и полосе просветления коэффициента пропускания. Учёт потерь в диэлектрике производится путём введения комплексной диэлектрической проницаемости [17].

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ПЛАСТИНЫ

Алгоритм решения задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на гофрированной металлической поверхности или гофрированном разделе диэлектриков основан на методе интегрального уравнения, изложенном в работах [13, 18]. Интегральное уравнение Фредгольма (как I, так и II рода) формулируется для компоненты электрического или магнитного поля, в зависимости от поляризации, в соответствии с принципом Гюйгенса при использовании функции Грина для периодически расположенных коллинеарных линейных источников. В данной работе исследования проводятся тем же методом с использованием модернизированной программы, описанной в статье [19]. Модернизация программы в основном была обусловлена ростом вычислительных мощностей, позволяющим использовать более объёмные матрицы и большее число точек при увеличении быстродействия (что актуально в основном при учёте потерь). Также она была связана с модернизацией программного обеспечения (Visual Fortran), что позволило увеличить быстродействие и улучшить интерактивные сервисы программы и визуализацию в процессе вычислений (что актуально для процесса «построения» профиля для обеспечения требуемого режима рассеяния).

Точность расчётов определяется числом точек, взятых на периоде структуры, поэтому при сложных профилях достижение высокой точности требует значительных вычислительных ресурсов. В данной работе точность составляет величину порядка $10^{-3}$. Для достижения требуемой

точности используется контроль сходимости при увеличении числа точек.

Теоретическое рассмотрение задачи о прохождении электромагнитных волн через гофрированную пластину может быть проведено на примере пластины, показанной на рис. 1. Пластина с толщиной $h \gg \lambda$, где $\lambda$ — длина волны, имеет двустороннюю гофрировку с глубиной $2A$, профиль которой схематически изображён близким к синусоидальному. С целью просветления обычно используется гофрировка двух типов — либо мелкая ($2A \approx \lambda/4$), либо глубокая ($2A \gg \lambda$). Мелкая гофрировка не может обеспечить большой полосы пропускания. При глубокой гофрировке полоса пропускания сильно возрастает [8], но при этом так же увеличиваются трудности её изготовления. В нашем случае полагаем глубину гофрировки пластины сравнимой с длиной волны ($2A \approx \lambda$).

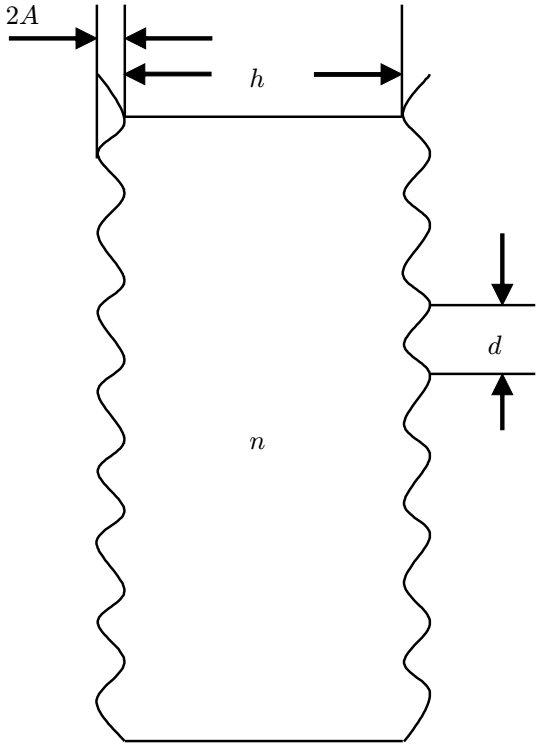

Рис. 1. Гофрированная пластина

Амплитудный коэффициент отражения от двусторонне гофрированной пластины с толщиной $h \gg \lambda$ при условии отсутствия боковых лепестков в рассеянии на гофре (т. е. при достаточно малом периоде) при нормальном падении может быть выражен через комплексные коэффициенты рассеяния (отражения и прохождения) падающей волны гофрированной поверхностью и набег фазы волны $\beta = (2\pi/\lambda)hn\sqrt{1 - i\,\mathrm{tg}\,\delta}$ при распространении внутри пластины:

$$r = r_{\mathrm{out}} + t_{\mathrm{in}} r_{\mathrm{in}} \exp(-2i\beta) \frac{t_{\mathrm{out}}}{1 - r_{\mathrm{in}}^2 \exp(-2i\beta)}. \tag{1}$$

Здесь $\mathrm{tg}\,\delta = \mathrm{Im}\,\varepsilon/\mathrm{Re}\,\varepsilon$ — тангенс угла диэлектрических потерь (для исследуемых диэлектриков типа кварцевого стекла, тефлона, полиэтилена $\mathrm{tg}\,\delta \sim 10^{-4}$), $n$ — показатель преломления пластины, $r_{\mathrm{out}}$ и $r_{\mathrm{in}}$ — коэффициенты отражения при падении волны со стороны вакуума и диэлектрика, $t_{\mathrm{out}}$ и $t_{\mathrm{in}}$ — коэффициенты прохождения при падении волны со стороны вакуума и диэлектрика соответственно. Эти коэффициенты находятся путём решения задачи о падении плоской волны на гофрированную поверхность методом интегральных уравнений при представлении дифракционного поля в обеих средах в виде суперпозиции плоских волн. Соответствующий алгоритм описан в работе [13] и неоднократно применялся в расчётах дифракции на гофрированных поверхностях с различными профилями гофра в многочисленных предшествующих работах авторов. Коэффициенты рассеяния зависят от потерь в диэлектрике.

Перепишем (1) в виде

$$r = \frac{r_{\mathrm{out}} + r_{\mathrm{in}}\,(t_{\mathrm{out}} t_{\mathrm{in}} - r_{\mathrm{out}} r_{\mathrm{in}}) \exp(-2i\beta)}{1 - r_{\mathrm{in}}^2 \exp(-2i\beta)}. \tag{2}$$

Пренебрегая омическими потерями внутри гофрированного слоя для толстой в масштабе длины волны пластины при нормальном падении, упростим формулу (2). Для приближённого определения структуры зависимости коэффициента отражения от частоты будем считать коэффициенты

$r_{\rm out}$ и $r_{\rm in}$ действительными и равными. Вследствие унитарности матрицы коэффициенты $t_{\rm out}$ и $t_{\rm in}$ также будут равными и чисто мнимыми, так что выполняется равенство $t_{\rm out}t_{\rm in} - r_{\rm out}r_{\rm in} = -1$ и (2) приобретает вид

$$r = \frac{r_{\rm out} - r_{\rm in}\exp(-2i\beta)}{1 - r_{\rm in}^2\exp(-2i\beta)}. \tag{3}$$

При малых потерях $\operatorname{tg}\delta \sim 10^{-4} \ll 1$, представляя коэффициент $\beta$ в виде $\beta = \beta_{\rm re} + i\beta_{\rm im}$, для коэффициента отражения от гофрированной пластины получим следующее выражение:

$$R_{\rm pl} = R\,\frac{(1-\gamma)^2 + 4\gamma\sin^2\beta_{\rm re}}{(1-R\gamma)^2 = 4R\gamma\sin^2\beta_{\rm re}}\,, \tag{4}$$

где

$$\beta_{\rm re} = \frac{2\pi}{\lambda}hn, \qquad \beta_{\rm im} = \frac{2\pi}{\lambda}hn\frac{\operatorname{tg}\delta}{2} = \beta_{\rm re}\frac{\operatorname{tg}\delta}{2}, \qquad \gamma = \exp(-2\beta_{\rm im}) = \exp(-\beta_{\rm re}\operatorname{tg}\delta),$$

$R = r_{\rm out}^2$ — коэффициент отражения от гофрированной границы.

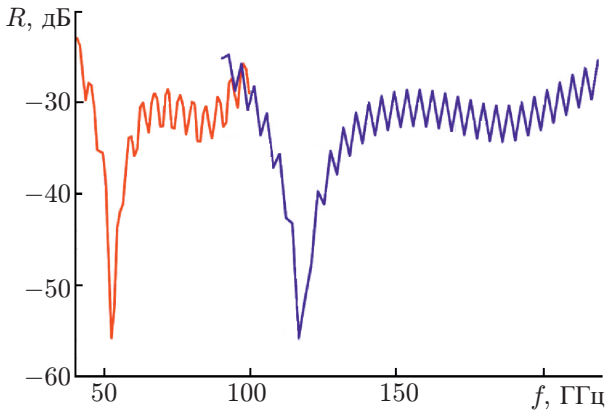


Рис. 2. Теоретические коэффициенты отражения от двусторонне гофрированной пластины как функции частоты. Красной линией (слева) показан расчёт для профиля, оптимизированного для диапазона частот 45÷90 ГГц, синей линией (справа) для диапазона частот 100÷200 ГГц

Рассмотрим далее два крайних случая. При $\sin\beta_{\rm re} = 0$ мы получаем почти полное просветление. Это соответствует последовательности минимумов в зависимости коэффициента отражения от частоты (см. рис. 2). Частотное расстояние между ними определяется толщиной пластины. При $\sin\beta_{\rm re} = 1$ имеем последовательность максимумов коэффициентов отражения. Точное положение максимумов и минимумов по частоте, зависящее от фаз коэффициентов отражений, не важно для широкополосного просветления пластины.

Как следует из формулы (4), при малом коэффициенте отражения от одной поверхности коэффициент отражения на линии максимумов

$$R_{\rm pl,max} \approx 4R \approx 4|r_{\rm out}|^2 = 4|r_{\rm in}|^2$$

в 4 раза больше, чем от одной поверхности, что в некоторой степени уменьшает эффект просветления.

Согласно (4) полоса «прозрачности», т. е. малого коэффициента отражения от пластины, определяется полосой малого отражения от одной гофрированной границы. Рассмотрим задачу минимизации коэффициента отражения от гофрированной поверхности диэлектрика путём оптимизации профиля гофра.

## 2. ПРОФИЛЬ ГОФРИРОВКИ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИНЫ

Теоретический метод определения характеристик рассеяния от гофрированной поверхности описан в статье [10] и развит в работах [11, 12], где разработана методика подбора необходимых режимов рассеяния при использовании гофрировки сложной формы, профиль которой описывается набором параметров и глубина которой сравнима с длиной волны. Основываясь на этом методе, мы подобрали следующий профиль гофрированной поверхности, обеспечивающий малость коэффициента отражения от неё для H-поляризованной волны (с электрическим полем **E**

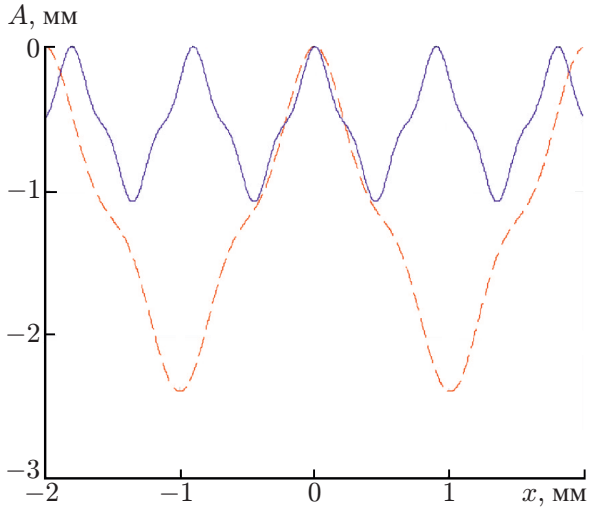


Рис. 3. Профиль гофра для двух диапазонов частот: $f = 45 \div 90$ ГГц (красная пунктирная линия) и $100 \div 200$ ГГц (синяя сплошная линия)

Рис. 4. Фотография гофрированной пластины для вакуумного окна

поперёк рёбер) при показателе преломления пластины $n = 1{,}44$ («Рафлон»):

$$A(x) = A_0[\cos(2\pi x/d) - 1] + A_0 A_{\text{gar}}[\cos(2\pi n_{\text{gar}} x/d) - 1]. \tag{5}$$

Здесь амплитуда $A_0 = d/2$ составляет половину периода (соответственно, глубина равна периоду) и $A_{\text{gar}} = 0{,}20$.

Проведённые нами расчёты зависимостей коэффициентов отражения и прохождения от дифракционного параметра $\kappa = d/\lambda$ показали, что область просветления локализована в интервале значений $0{,}3 < \kappa < 0{,}7$. Со стороны бо́льших значений она ограничена величинами, при которых появляются прошедшие волны первого порядка (согласно решёточной формуле это значение соответствует $\kappa \leq 1/n$). Со стороны малых значений она ограничена величиной, при которой коэффициент отражения от одной границы не превышает 0,0025 — величины, которой равен коэффициент отражения от одной границы при возникновении прошедших волн первого порядка. Далее ограничимся рассмотрением именно этой области дифракционных параметров и будем полагать её рабочей областью просветления. В качестве опорной точки дифракционного параметра для расчёта профиля для требуемой частоты выберем величину $\kappa = 0{,}3$.

На рис. 2 показаны расчётные коэффициенты отражения для гофрированных пластин с показателем преломления $n = 1{,}44$, $\operatorname{tg}\delta = 2{,}8 \cdot 10^{-4}$ (средние значения для «Рафлона» в нашем диапазоне частот [20]) и толщиной $h = 24$ мм с профилями, показанными на рис. 3 для диапазонов частот $45\,\text{ГГц} \leq f \leq 90$ ГГц и $100\,\text{ГГц} \leq f \leq 200$ ГГц.

## 3. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ГОФРИРОВАННЫХ ПЛАСТИН

Профиль пластины формировался на фрезерном обрабатывающем центре с точностью позиционирования по осям 0,006 мм на длине 300 мм за несколько проходов при высокой скорости подачи инструмента.

Профиль инструмента (резца) изготовлен с точностью 0,005 мм. Формы инструмента и обработанной поверхности проконтролированы на координатно-измерительной машине. Фото профилированного окна для низкочастотного диапазона представлено на рис. 4. Окно с просветляющей структурой изготовлено из радиационно-модифицированного фторопласта Ф-4 («Рафлона») [20,

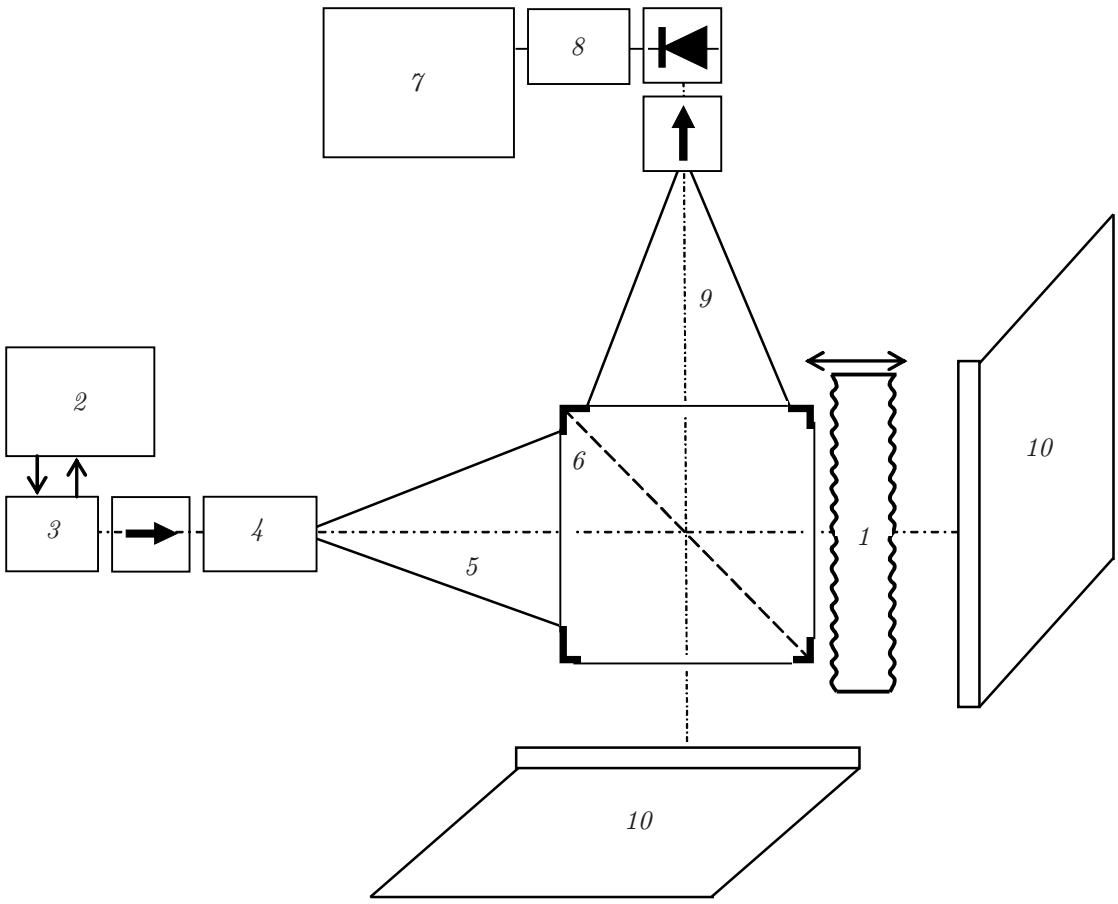


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для определения коэффициента отражения от гофрированной пластины *1*: *2* — система фазовой автоподстройки частоты, *3* — лампа обратной волны, *4* — аттенюатор, *5* — запитывающий рупор, *6* — 3-децибельный квазиоптический делитель луча, *7* — индикатор уровня сигнала, *8* — малошумящий усилитель, *9* — приёмный рупор, *10* — зеркала

21]. Именно этот современный материал, существенно превосходящий по механическим характеристикам стандартный фторопласт, позволил создать просветляющую структуру с требуемой точностью для обоих диапазонов частот.

## 4. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема измерительной установки для определения коэффициента отражения приведена на рис. 5. Результаты измерений показаны на рис. 6.

Исследование отражения от гофрированной пластины проводилось по классической схеме на основе интерферометра Майкельсона. В качестве источника излучения использовалась лампа обратной волны. Её частоты были стабилизированы перестраиваемой системой фазовой автоподстройки частоты ФАПЧ [5] на основе синтезатора частоты «Agilent technology E8257D». В качестве измерительных аттенюаторов использовались поляризационные аттенюаторы. Нестабильность мощности выходного излучения лампы обратной волны от включения к включению не превышала ±0,5 дБ. Квазиоптический пучок формировался «длинными» рупорными переходами, а в качестве диплексера использовался 3-децибельный квазиоптический делитель луча. Гофрированная пластина или металлическое плоское зеркало устанавливались непосредственно

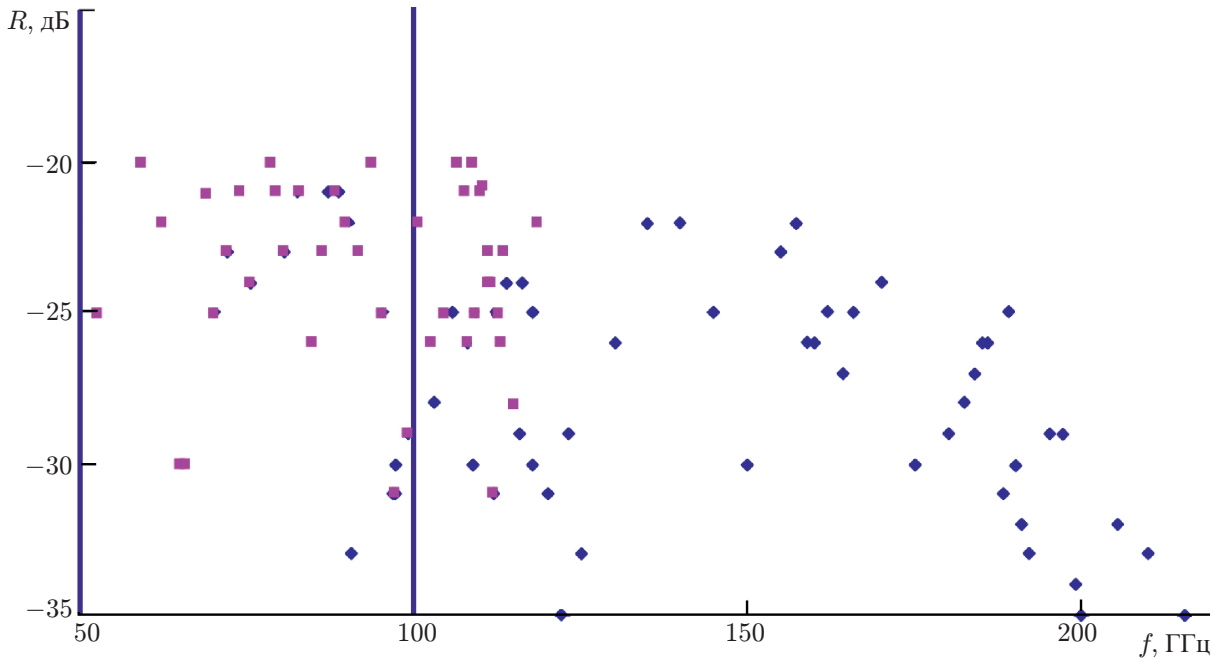


Рис. 6. Измеренные коэффициенты отражения от пластин, рассчитанных для диапазонов частот 45÷90 ГГц (слева) и 100÷200 ГГц (справа)

на выходе одного из плеч делителя перпендикулярно оси квазиоптического пучка. Диаметр пластины выбирался из условия, чтобы дифракционные потери на самой низкой рабочей частоте были менее $10^{-5}$. При этом можно пренебречь краевыми эффектами.

В качестве поглотителей в свободном плече и за измеряемой пластиной использовались плоские зеркала, которые отражали луч в места, откуда он не возвращался. При такой схеме собственные паразитные отражения в тракте (без пластины) были на уровне −(30÷40) дБ во всём диапазоне частот. Этот уровень соответствует минимальному измеряемому отражению. Диапазон частот от 50 до 220 ГГц перекрывался четырьмя генераторами ОВ-70, ОВ-71, ОВ-86 и ОВ-24, которые менялись вместе с волноводно-квазиоптическим трактом. Измерения проводились с шагом 1÷5 ГГц. Сначала на индикаторе (в качестве которого использовался высокочувствительный осциллограф) аттенюатором устанавливался определённый уровень отражённого сигнала от плоского металлического зеркала (при отношении сигнал/шум порядка 10). Затем вместо зеркала устанавливался исследуемый образец и аттенюатором восстанавливался тот же уровень сигнала.

Коэффициент отражения от образца определялся как разность показаний аттенюатора. Выявлено, что для низкочастотного окна в диапазоне 50÷120 ГГц коэффициент отражения не более −20 дБ, что показано на рис. 6. Для высокочастотного диапазона 90÷220 ГГц коэффициент отражения не более −23 дБ. Следует отметить, что диапазон частот с отражением менее −20 дБ для обоих окон заметно шире расчётного, что, возможно, объясняется погрешностью изготовления гофра.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод изготовления квазиоптических окон для вакуумных приборов с коэффициентом отражения в миллиметровом диапазоне длин волн не более −20 дБ в полосе частот порядка октавы. Просветление основано на двустороннем гофрировании поверхностей диэлектрической пластины.

Теоретическая часть работы выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18–02–00832-а). Изготовление гофрированных пластин и экспериментальное исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 18–72–10113).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Махалов П. Б., Федотов А. Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8–9. С. 589–599.
2. Запевалов В. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 8–9. С. 559–572.
3. Idehara T., Shimizu Y., Ichikawa K., et al. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2, No. 9. P. 3 246–3 248. https://doi.org/10.1063/1.871156
4. Kalynov Yu. K., Bratman V. L., Manuilov V. N., Fix A. Sh. // Proc. 8th Int. Workshop «Strong Microwaves: Sources and Applications». 9–16 July 2011, Nizhny Novgorod. P. 88–89.
5. Tretyakov M. Yu., Krupnov A. F., Koshelev M. A., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80, No. 9. Art. no. 093106. https://doi.org/10.1063/1.3204447
6. Паршин В. В., Серов Е. А., Бубнов Г. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8–9. С. 614–621.
7. Braz O., Dammertz G., Kuntze M., Thumm M. // Int. J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 1997. V. 18, No. 8. P. 1 465–1 477. https://doi.org/10.1007/BF02678305
8. Petelin M. I., Kasparek W. // Int. J. Electron. 1991. V. 71, No. 5. P. 871–873. https://doi.org/10.1080/00207219108925531
9. Власов С. Н., Копосова Е. В. // Журн. техн. физ. 1993. Т. 63, № 7. С. 123–130.
10. Власов С. Н., Копосова Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 3. С. 351–362.
11. Копосова Е. В., Каспарек В., Хёнль Х. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 5. С. 351–368.
12. Копосова Е. В., Лубяко Л. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 2. С. 154–165.
13. Electromagnetic theory of grating / ed. by R. Petit. Berlin : Springer-Verlag, 1980. 302 p.
14. Вайнштейн Л. А., Суков А. И. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 19, № 8. С. 1 472–1 478.
15. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решётки. Киев : Наукова думка, 1986. 216 с.
16. Штыков В. В. FORTRAN & WIN32 API. Создание программного интерфейса для Windows средствами современного Фортрана. М. : Диалог-МИФИ, 2001. 304 с.
17. Копосова Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 5. С. 389–400.
18. Власов С. Н., Копосова Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 5–6. С. 482–498.
19. Власов С. Н., Копосова Е. В., Лапшина А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 391–405.
20. Паршин В. В., Серов Е. А., Николенко А. С., Хатипов С. А. // Материалы 28-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». 9–15 сентября 2018 г., Севастополь. С. 831.
21. Хатипов С. А., Конова Е. М., Артамонов Н. А. // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д. И. Менделеева). 2008. Т. 52, № 5. С. 64–72.

Поступила в редакцию 7 ноября 2019 г.; принята в печать 30 января 2020 г.

## WIDEBAND WINDOWS FOR MILLIMETER- AND SUBMILLIMETER-WAVE VACUUM DEVICES

*S. N. Vlasov, E. V. Koposova, S. Yu. Kornishin, V. V. Parshin, D. A. Perminov, and E. A. Serov*

We present the results of a theoretical calculation and an experimental study of double-sided antireflective treatment of a dielectric plate by creating a specially profiled corrugated structure on its surface. Such a structure allows one to minimize the reflection coefficient of an electromagnetic wave to a level of about −30 dB within a range of at least one octave. Such antireflective treatment can be used in energy output windows of frequency-tunable generators operated in the millimeter- and submillimeter-wave bands. It can also be applied in windows of wideband spectroscopy devices used to diagnose a broad range of materials including both gases and condensed media, as well as in medical devices, in which the studies sample/object is placed in a vacuum-tight box. Theoretical calculations are based on solving numerically the complete equations of the electromagnetic field. Reflections from double-sided corrugated plates were studied experimentally using a Michelson interferometer. It is shown that the reflection coefficient is equal to no more than −23 dB in the 50–220 GHz frequency range. The antireflective profile was manufactured using a plate of radiation-treated fluorine F-4 (Raflon). This new material allowed us to manufacture an antireflective structure with a required accuracy.