

УДК 537.876+621.39

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИММЕТРИЧНЫХ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ НА ПРОВОДЯЩЕЙ БЕСКОНЕЧНОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

В. П. Заярный^{1}, Е. И. Нефёдов², И. Н. Пономарев³*

¹ Волгоградский государственный технический университет, г. Волгоград;

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва;

³ Волгоградский госуниверситет, г. Волгоград, Россия

Выявлены особенности излучения симметричных щелевых линий с постоянной шириной на проводящей бесконечной полуплоскости в электродинамической H -плоскости при изменении их ширины и постоянной длине. Анализ теоретических и экспериментальных результатов показал, что при увеличении ширины щели в пределах $(0,5 \div 1,5) \lambda_0$ (частота излучения равна 10 ГГц, длина волны $\lambda_0 = 3$ см, длина щели $5\lambda_0$) ширина главного луча диаграммы направленности в E -плоскости сужается (что является прогнозируемым), в то время как в H -плоскости она остаётся практически неизменной, что подтверждается согласованными результатами математического моделирования и опытов.

ВВЕДЕНИЕ

Щелевые линии на проводящей полуплоскости различной конфигурации представляют практический интерес для проектирования новых разновидностей антенн, в частности для систем сверхбыстрой передачи и обработки информации на объёмных интегральных схемах, работающих в микроволновом и оптическом диапазоне длин волн [1–3].

В данной работе исследовались щелевые антенны, представляющие собой регулярные щели (см. рис. 1) с постоянной шириной W и длиной L , прорезанные в тонком слое металлизированной поверхности на диэлектрической подложке и соединённые с узкой питающей симметричной щелью с помощью плавного согласующего перехода. Толщина диэлектрической подложки достаточно мала, а её диэлектрическая проницаемость близка к 1, поэтому влиянием подложки на электродинамические процессы можно пренебречь.

Для анализа подобной щелевой антенны использовалась электродинамическая модель, в которой реальная конструкция антенны с конечными размерами заменяется идеально проводящей бесконечной полуплоскостью. Последняя возбуждается регулярной щелевой линией (ЩЛ), прорезанной в проводящей полуплоскости перпендикулярно её краю (см. рис. 1). В этой ЩЛ первоначально устанавливается стороннее возбуждающее электрическое поле $\mathbf{E}^{\text{ext}} = E_z^{\text{ext}} \mathbf{n}_z$, где \mathbf{n}_z — орт оси z , в апертуре излучающей щели S' , а затем используется уже решённая задача возбуждения идеальной полуплоскости этим полем [4–9]. Такой подход к расчёту работы реальных антенн является приближённым, однако он весьма эффективен и широко распространён.

В этом случае анализ поля излучения антенны на основе симметричной ЩЛ сводится к строгому аналитическому решению известной эталонной задачи математической теории дифракции. По этой модели можно проверять и тестировать решения, полученные другими способами, например с помощью метода интегральных уравнений, что позволяет анализировать процессы излучения антенны бегущей волны на исследуемых ЩЛ.

* zvp2000@mail.ru

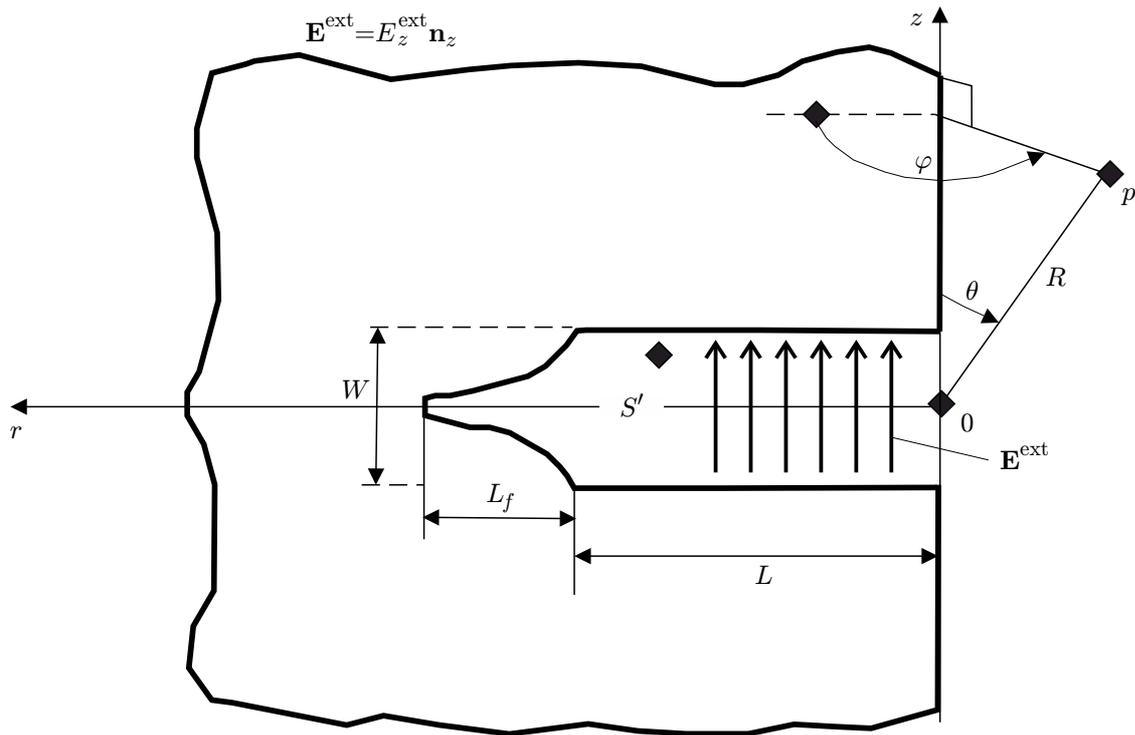


Рис. 1. Щелевая линия с постоянной шириной W на бесконечной полуплоскости

1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ИССЛЕДУЕМЫХ АНТЕНН И ИХ АНАЛИЗ

Математические модели диаграмм направленности (ДН) щелевых антенн различных конфигураций разработаны в статьях [4–9]. Математическое обоснование описания электродинамических процессов, происходящих в описанных ЩЛ, приведено в [4] и использовано для разработки моделей, позволивших выявить характерные особенности излучения исследовавшихся антенн. Для данной ЩЛ (см. рис. 1) электрическое поле в дальней зоне от регулярной щели в направлении максимального излучения в сферической системе координат имеет только одну компоненту, $E_\theta(R, \varphi, \theta)$, которая определяется выражением

$$E_\theta(R, \varphi, \theta) = \frac{ik}{\pi\sqrt{2}} \frac{\exp(-ikR)}{R} \int_{S'} E_z^{\text{ext}}(r', z') G_\theta(r', z', \varphi, \theta) dS'. \tag{1}$$

Здесь k — волновое число, функция $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ связывает стороннее поле возбуждения $E_z^{\text{ext}}(r', z')$ в точке источников поля (или точки интегрирования) $q(r', z')$ с полем излучения в точке наблюдения $p(r, \varphi, \theta) = p(R, \varphi, \theta)$ (см. рис. 1) и является элементом тензорной (или диадной) функции Грина для идеально проводящей полуплоскости, которая возбуждается двусторонней щелью, прорезанной перпендикулярно её краю. В нашем случае интегрирование проводилось по поверхности регулярной щели $S' = LW$, а плавный согласующий переход с длиной L_f (см. рис. 1) и питающая ЩЛ в (1) никак не учитывались. Элементарная площадка в (1) определялась как $dS' = dr' dz'$. Элемент тензорной функции Грина $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ имеет вид

$$G_\theta = |\sin \varphi| \exp[i(\pi/4 + kr' \sin \theta \cos \varphi + kz' \cos \theta)] \text{Fr}(a) +$$

$$+ \sin(\varphi/2) \frac{\exp[-i(\pi/4 + kr' \sin \theta - kz' \cos \theta)]}{\sqrt{\pi kr' \sin \theta}}, \quad (2)$$

где $\text{Fr}(a) = \int_0^a \exp(-it)/(\sqrt{2\pi t}) dt$ — комплексный интеграл Френеля, $a = (1 + \cos \varphi) kr' \sin \theta$ — аргумент комплексного интеграла Френеля.

Из (2) следует, что элемент $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ диадной функции Грина состоит из двух слагаемых, которые разным образом действуют на $q(r', z')$ и формируют поле излучения антенны. Важно отметить, что в формировании основной компоненты $E_\theta(R, \varphi, \theta)$ электрического поля в H -плоскости при $\theta = \pi/2$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ в элементе $G_\theta(r', z', \varphi, \theta)$ участвуют два слагаемых, а в E -плоскости при $\varphi = \pi$ и $0 < \theta < \pi$ — только второе слагаемое. Это является характерным свойством излучения идеальной полуплоскости, которая возбуждается щелью, прорезанной перпендикулярно её краю.

Аналогично [6–9] возбуждающее поле в регулярной щели в (1) рассматривалось в квазистатическом приближении. Это соответствовало статическому вдоль оси z решению для электрического поля в поперечном сечении щели W с учётом особенностей поля на краях этой щели. Кроме того, учитывался бегущий (вдоль продольной оси r) характер волны предполагаемого поля возбуждения (см. рис. 1). Это возбуждающее поле определяется соотношением

$$E_z^{\text{ext}}(r', z') = \frac{W}{\pi} \frac{\exp(ikr')}{\sqrt{(W/2)^2 - z'^2}}. \quad (3)$$

На основе (1)–(3) получены расчётные ДН по мощности для исследовавшихся ЩЛ в E - и H -плоскостях. В нормированном виде они приведены на рис. 2. Поскольку в модели выполняется условие симметрии ДН, то показаны половины их изображений в E - и H -плоскостях. Расчёт проводился для случаев, когда длина щели равнялась $L = 5\lambda_0 = 15$ см, а ширина щели W принимала фиксированные значения $0,5\lambda_0$; $1,0\lambda_0$ и $1,5\lambda_0$, где λ_0 — длина волны. Предварительные результаты расчёта поля излучения ЩЛ с постоянной шириной W на идеально проводящей бесконечной полуплоскости были изложены в статье [10].

Анализ полученных расчётных ДН показал, что в E -плоскости имеют место прогнозируемые закономерности, а именно: при увеличении ширины щели W главный луч ДН сужается. Однако в H -плоскости при изменении ширины щели в тех же пределах ширина главного луча и боковые лепестки практически не изменялись. В работе [5] авторами была выявлена аналогичная ситуация при исследовании щелевых антенн с линейно расширяющимся раскрывом. Если учесть, что в указанной работе для анализа свойств излучения линейно расширяющейся антенны использовался метод регуляризации её раскрыва (т. е. представление раскрыва в виде последовательности регулярных участков с постоянной шириной, ширина которых скачкообразно меняется через определённые интервалы длины, подобно [7]), то можно предположить, что у нас и авторов [5] для разных конфигураций раскрывов антенн в H -плоскости диаграмм направленности имеет место одна и та же физическая закономерность.

В моделировании при изменении длины L исследовавшихся ЩЛ в пределах $(2 \div 9)\lambda_0$ для постоянных значений ширины щели W (брались указанные выше фиксированные значения) нами

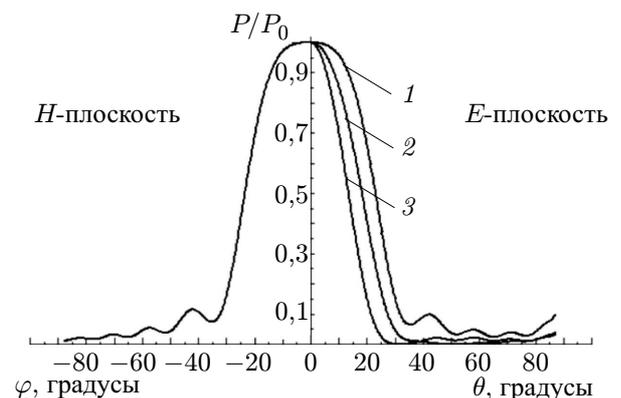


Рис. 2. Расчётные ДН исследуемых ЩЛ при постоянной длине $L = 5\lambda_0$ для значений ширины щели $0,5\lambda_0$; $1,0\lambda_0$ и $1,5\lambda_0$ (линии 1, 2, 3 соответственно)

были получены результаты, аналогичные [5]: при увеличении длины щелевой линии L ширина её основного луча в E - и H -плоскостях и уровень боковых лепестков уменьшались.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ИССЛЕДУЕМЫХ ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН

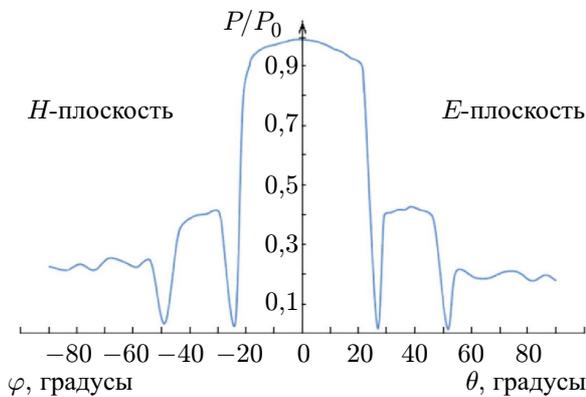


Рис. 3. Измеренные ДН щелевой антенны для $W = 0,5\lambda_0$

Из полученных экспериментальных ДН излучения видно, что в H -плоскости ширина ДН по уровню половинной мощности, аналогично расчётным ДН, практически не зависит от ширины щели W при её изменении в указанных пределах. Таким образом, эксперимент подтверждает постоянство ширины главного луча ДН в H -плоскости для симметричных щелевых антенн с постоянной шириной для значений W в определённых ограниченных пределах. В E -плоскости измеренная ширина ДН основного луча по уровню половинной мощности достаточно хорошо совпадает с результатами расчёта, т. е. изменяется обратно пропорционально ширине однородной щели излучения.

Сравнительные результаты проведённых расчётов и измерений приведены в табл. 1. При выполнении измерений в диапазоне частот $8 \div 12$ ГГц рассмотренные закономерности в H - и E -плоскостях оставались практически неизменными.

Согласно полученным результатам уровень боковых лепестков в H - и E -плоскостях у расчёт-

Измерения ДН образцов щелевых антенн, аналогичных тем, для которых приведены математические модели (в виде симметричных ЩЛ с постоянной шириной W), проводились на физической установке, описанной в работе [3] и модернизированной для проведения данных исследований. Геометрические размеры L и W для излучающих щелей выбирались такими же, как и в их математических моделях. Измерения ДН проводились на частоте излучения $f_0 = 10$ ГГц ($\lambda_0 = 3$ см).

Измеренные и нормированные по мощности ДН исследовавшихся антенн для фиксированной длины $L = 5\lambda_0 = 15$ см и $W = 0,5\lambda_0; 1,0\lambda_0$ и $1,5\lambda_0$ в E - и H -плоскостях приведены на рис. 3–5.

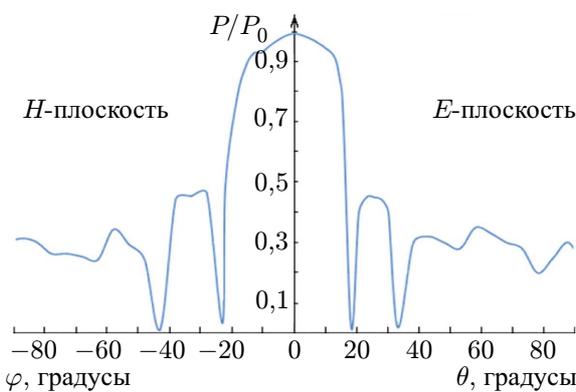


Рис. 4. Измеренные ДН щелевой антенны для $W = 1,0\lambda_0$

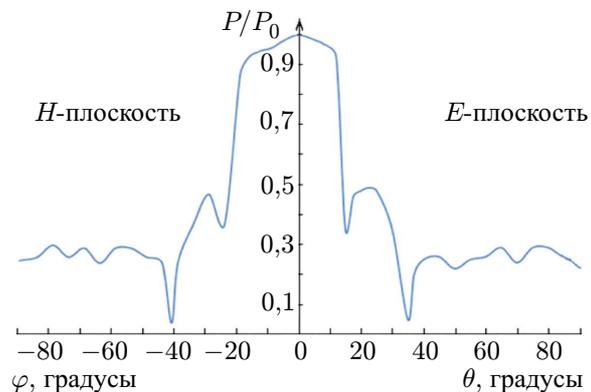


Рис. 5. Измеренные ДН щелевой антенны для $W = 1,5\lambda_0$

Таблица 1. Ширина δ главного луча по половинной мощности

Главные плоскости излучения	H -плоскость	E -плоскость		
		$L = 5\lambda_0$		
Параметры щели	$L = 5\lambda_0$ все W	$W = 0,5\lambda_0$	$W = 1,0\lambda_0$	$W = 1,5\lambda_0$
δ , градусы (измерения)	44	47	33	27
δ , градусы (расчёт)	46	46	36	27

ных ДН оказался в 4–5 раз меньше, чем для измеренных. Это можно объяснить конечностью размеров реальной конструкции антенны, а также наличием отражений электромагнитных волн в лаборатории при проведении измерений. Следует отметить хорошее совпадение первого бокового лепестка в H -плоскости для всех трёх измеряемых образцов антенны с разной шириной регулярной щели (см. рис. 3–5), что также свидетельствует об отсутствии влияния ширины щели W на ДН исследуемой антенны в H -плоскости. Смещение первого бокового лепестка ДН в E -плоскости подтверждает зависимость ДН излучения исследуемых щелевых антенн от ширины щели в этой плоскости.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены теоретические и экспериментальные исследования излучательных свойств симметричных щелевых линий с постоянной шириной, прорезанных в металлизированной поверхности на тонкой диэлектрической подложке, в микроволновом диапазоне частот $8 \div 12$ ГГц (центральная частота $f_0 = 10$ ГГц, длина волны $\lambda_0 = 3$ см). При разработке математических моделей диаграмм направленности этих щелей в E - и H -плоскостях мы исходили из предположения, что реальная конструкция антенны с конечными размерами заменяется идеально проводящей бесконечной полуплоскостью, которая возбуждается щелью с постоянной шириной, прорезанной в полуплоскости перпендикулярно её краю. Расчёт ДН проводился для случаев, когда длина щели составляла $L = 5\lambda_0$, а её ширина принимала фиксированные значения $0,5\lambda_0$; $1,0\lambda_0$ и $1,5\lambda_0$. Из полученных экспериментальных ДН следует, что в H -плоскости ширина ДН по уровню половинной мощности аналогично расчётным ДН, практически не зависит от ширины щели при её изменении в тех же пределах, что и для расчётных ДН. Таким образом, эксперимент подтверждает постоянство ширины главного луча ДН в H -плоскости для симметричных щелевых антенн с постоянной шириной для её значений в пределах $(0,5 \div 1,5) \lambda_0$, что важно учитывать при практическом использовании составляющей электромагнитных волн в H -плоскости. В E -плоскости имели место ожидаемые закономерности: измеренная ширина ДН основного луча по уровню половинной мощности изменяется обратно пропорционально постоянной ширине щели. При этом результаты расчётов хорошо согласуются с результатами опытов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nefyodov E. I., Smolsky S. M. Understanding of electrodynamics, radio wave propagation and antennas: Lecture course for students and engineers. Wuhan: Scientific Research Publishing, 2012. 449 p.
2. Неганов В. А., Нефёдов Е. И., Яровой Г. П. Полосково-щелевые структуры сверх- и крайне-высоких частот. М.: Наука, Физматлит, 1996. 304 с.

3. Заярный В. П. Радиофизические свойства твердотельных слоистых структур с зарядовой связью: методы и информационные возможности для их определения. М.: Радио и связь, 2001. 212 с.
4. Нефёдов Е. И., Пономарев И. Н. // Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот. 2014. Т. 18, № 1. С. 58.
5. Janaswamy R., Shaubert D. H., Pozar D. M. // Radio Sci. 1986. V. 21, No. 5. P. 797.
6. Фролов А. А., Гирич С. В., Заярный В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 4. С. 328.
7. Заярный В. П., Парпула С. А., Гирич В. С. // Журн. техн. физики. 2014. Т. 84, № 11. С. 106.
8. Фролов А. А., Гирич С. В., Заярный В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 10–11. С. 697.
9. Виленский А. Р. // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2014. № 5. С. 139.
10. Нефёдов Е. И., Пономарев И. Н. // Проблемы передачи информации в инфокоммуникационных системах. 8-я Всероссийская науч.-практ. конф. Волгоград, 27 мая 2017. С. 82.

Поступила в редакцию 16 марта 2018 г.; принята в печать 26 апреля 2018 г.

PECULIARITIES IN ELECTRODYNAMIC PROPERTIES OF SYMMETRIC SLOT LINES ON A CONDUCTING INFINITE SEMIPLANE IN THE MICROWAVE BAND

V. P. Zayarny, E. I. Nefedov, and I. N. Ponomarev

We identify peculiar features of radiation of symmetric constant-width slot lines on a conducting infinite semiplane in the electrodynamic H plane when their widths change and the lengths, remain constant. Analysis of the theoretical and experimental results demonstrated that as the slot width increases in the $(0.5\text{--}1.5)\lambda_0$ range (the radiation frequency is equal to 10 GHz, the wavelength is $\lambda_0 = 3$ cm, and the slot length is $5\lambda_0$), the width of the main radiation pattern beam narrows up in the E plane (which is predictable), whereas in the H plane it remains almost constant (which is confirmed by the conformed results of the mathematical simulation and experiments).