

РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

УДК 621.396.677.71

В. А. КАТРИЧ, В. А. ЛЯЩЕНКО, Н. В. МЕДВЕДЕВ

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: Med.Nick.science@rambler.ru

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ СИСТЕМЫ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ЭКРАНЕ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ КООКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Методом магнитодвижущих сил решена задача возбуждения, рассеяния и излучения электромагнитных волн системой поперечных щелей в идеально проводящем экране полубесконечной коаксиальной линии. Исследованы зависимости коэффициентов излучения и отражения одиночных и систем дуговых и кольцевых щелей от их размеров, от параметров фидера и сред, заполняющих внутреннее и внешнее пространства. Изучено влияние расположения торцевой стенки в коаксиальной линии на характеристики излучения щелевых систем. Исследования проведены с учетом взаимной связи между щелями по внутреннему и внешнему пространству.

Ключевые слова: кольцевая щель, дуговая щель, система поперечных щелей, полубесконечная коаксиальная линия, энергетические коэффициенты, метод магнитодвижущих сил

1. Введение

Современные тенденции развития радиотехнических и радиоэлектронных систем накладывают все более жесткие условия на массогабаритные и электродинамические характеристики приемопередающих антенных систем. Одними из важнейших критериев выбора антенных устройств являются их малые габариты и широкий частотный диапазон работы. Такие возможности реализуются, например, при использовании коаксиально-щелевых антенн [1–7]. Однако вопросы, касающиеся частотно-энергетических свойств излучения подобных систем, недостаточно изучены и представлены в литературных источниках. Остается открытым также вопрос управления электродинамическими характеристиками коаксиально-щелевых антенн путем изменения их геометрических параметров и электрофизических параметров сред, заполняющих внутреннее и внешнее пространство коаксиальной линии. В частности, в известных работах [6, 7] экспериментально исследуются щелевые системы в экране полубесконечной коаксиальной линии, однако отсутствуют какие-либо данные о влиянии торцевой стенки в вол-

новедущем тракте на электродинамические процессы в подобных антеннах, а также рекомендации, поясняющие возможности управления характеристиками антенны.

2. Постановка задачи и ее решение

В настоящей работе методом магнитодвижущих сил [8] исследуются характеристики одиночных, а также систем из N узких ($d < l$, $d < \lambda$, λ – длина волны) поперечных кольцевых (рис. 1, а) и дуговых (рис. 1, б) щелей разной по отношению к периметру экрана коаксиальной линии L длины l и ширины d . Щелевые излучатели прорезаются на произвольных расстояниях друг относительно друга D_z в бесконечно тонких и идеально проводящих экранах полубесконечных коаксиальных линий с различными значениями радиусов внутренних и внешних проводников a_1 и a_2 на произвольном расстоянии D_{sh} от торцевой стенки. Область внутри фидера (v^i) заполняется диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ^i , пространство вне фидера (v^e) – диэлектриком с ϵ^e . Источники электромагнитного поля находятся внутри фидера. Щели, возбуждаемые этими источниками, излучают электромагнитные волны во внешнее пространство и изменяют поле

© В. А. Катрич, В. А. Лященко, Н. В. Медведев, 2013

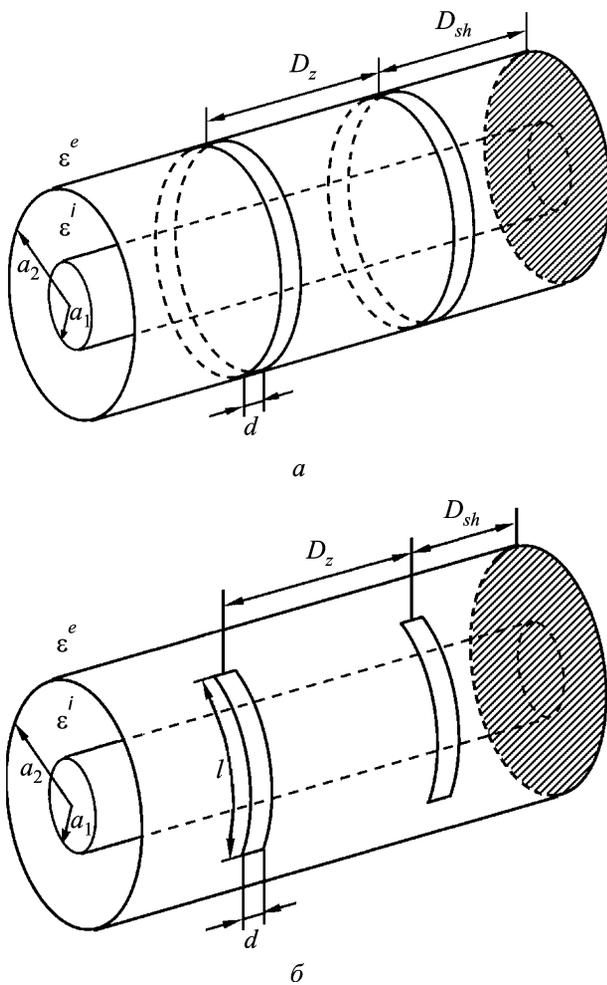


Рис. 1. Геометрия системы: а – кольцевые щели, б – дуговые щели

в коаксиальной линии. Задача рассматривается в общей постановке, и ее решение позволяет создать математические модели, разработать алгоритмы расчета и исследовать электродинамические характеристики однородных и неоднородных, эквидистантных и неэквидистантных многоэлементных щелевых излучающих систем в полубесконечной коаксиальной линии.

Для решения поставленной задачи по определению электродинамических характеристик щелевой излучающей структуры необходимо найти распределение электрического поля на ее апертуре, представляющей собой произвольное число магнитных излучателей.

Для нахождения касательной составляющей электрического вектора \vec{E} в щелях воспользуемся условием непрерывности магнитных составляющих поля на поверхности щелей:

$$\vec{H}_\tau^e\{\vec{E}\} - \vec{H}_\tau^i\{\vec{E}\} = \vec{H}_\tau^0, \quad (1)$$

где $\vec{H}_\tau^e\{\vec{E}\}$, $\vec{H}_\tau^i\{\vec{E}\}$ – поля, возбуждаемые щелями в области v^e и v^i соответственно; \vec{H}_τ^0 – поле источников; \vec{E} – искомое значение касательной составляющей электрического поля в раскрыве многощелевой антенны.

Для решения уравнения (1) применим метод Галеркина, позволяющий представить поле на поверхности системы щелей в виде ряда [8]:

$$\vec{E} = \sum_{s=1}^N \sum_{p=1}^M V_{ps} \vec{E}_{ps}, \quad (2)$$

где \vec{E}_{ps} – заданные на поверхностях щелей линейно независимые вектор-функции, удовлетворяющие на контуре щели краевым условиям (собственные функции отверстия); V_{ps} – неизвестные комплексные амплитуды; s – номер щели; p – номер собственной функции отверстия; M – количество функций.

После некоторых преобразований из (1) получим систему алгебраических уравнений относительно V_{ps} :

$$\sum_{s=1}^N \sum_{p=1}^M V_{ps} Y_{pq,rs} = F_{qr}, \quad (3)$$

$$r = 1, 2, 3, \dots, N, \quad q = 1, 2, 3, \dots, M,$$

где $Y_{pq,rs} = Y_{pq,rs}^e + Y_{pq,rs}^i$ – собственные при $p = q$, $r = s$, взаимные по гармоникам при $p \neq q$, $r = s$ и взаимные между щелями при $r \neq s$ частичные проводимости p -й и q -й гармоник функции распределения на r -й и s -й щелях,

$$Y_{pq,rs}^i = - \int_s \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_\tau^i \{ \vec{E}_{pr} \} \right] \overline{ds}, \quad (4)$$

$$Y_{pq,rs}^e = \int_s \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_\tau^e \{ \vec{E}_{pr} \} \right] \overline{ds};$$

$$F_{qr} = \int \left[\vec{E}_{qr} \vec{H}_\tau^0 \right] \overline{ds} - \quad (5)$$

магнитодвижущая сила; $\overline{ds} = \vec{n} ds$; \vec{n} – единичная нормаль к поверхности щели s , направленная внутрь области v^e .

Для решения системы (3) необходимо определить в явном виде внутренние $Y_{pq,rs}^i$ и внешние $Y_{pq,rs}^e$ частичные проводимости, а также магнитодвижущие силы F_{qr} .

Математический алгоритм, представленный в (1)–(5), соответствует общей постановке задачи, когда система щелей может располагаться как в бесконечном, так и в полубесконечном фидере и возможно ее возбуждение любым, в том числе и высшим, типом волны, распространяющейся в коаксиальной линии. В случае, когда щелевая система возбуждается основной волной (T -типа), распределение электрического поля вдоль кольцевой щели будет постоянным, а в дуговой – симметричным относительно центра щели вследствие центральной симметрии структуры поля волны T -типа, т. е. для описания поля в выражении (2) достаточно ограничиться одной вектор-функцией как для кольцевой, так и для дуговой щели соответственно:

$$\vec{E}_s = \vec{z}^0 \frac{1}{d}, \quad \vec{E}_s = \vec{z}^0 \frac{1}{d} \cos\left(\pi \frac{u}{l}\right). \quad (6)$$

Здесь \vec{z}^0 – единичный орт, направленный поперек щели; u – криволинейная координата, отсчитываемая вдоль щели от ее центра. При таком выборе собственных функций коэффициент V_s в (2) и (3) приобретает смысл амплитуды напряжения на щели (здесь и далее индексы, относящиеся к гармоникам p и q , опущены).

Для нахождения внешних собственных и взаимных между щелями проводимостей (4) необходимо выразить напряженность магнитного поля \vec{H}^e в объеме v^e , создаваемую распределением поля на щелевом излучателе, через функцию Грина внешней области кругового цилиндра. Формулы для собственных и взаимных внешних проводимостей приведены в [9, 10] в предположении, что поле задано на поверхности щелей в виде (6), а также что цилиндр имеет бесконечную длину.

Внутренние проводимости щелевых излучателей, расположенных в экране полубесконечной коаксиальной линии, определяются как сумма соответствующих проводимостей для случая бесконечного фидера Y_6^i и добавочных проводимостей Y^- , обусловленных волной, отраженной от торцевой стенки [8]:

$$Y_{н/6}^i = Y_6^i + Y^-,$$

где $Y_6^i = g^i + jb^i$ и $Y^- = g^- + jb^-$, g и b – активные и реактивные составляющие соответственно.

Для нахождения частичных внутренних проводимостей излучателей в экране бесконечной коаксиальной линии Y_6^i необходимо определить поля \vec{H}^i , возбуждаемые в фидере щелями с распределением поля E_s . Согласно теории возбуждения волноводов [11, 12] \vec{H}^i представляется в виде разложения по ортонормированным векторным функциям коаксиальной линии с учетом основной волны типа T и высших волн E - и H -типа (в том числе и затухающих). Формулы для собственных и взаимных проводимостей дуговых и кольцевых излучателей, прорезанных в экране бесконечной коаксиальной линии, приведены в [13–15].

В предположении, что торцевая стенка, выполненная из идеального металла, находится на произвольном расстоянии от щели D_{sh} , получаем добавочную внутреннюю проводимость Y_{ss}^- для кольцевого излучателя в полубесконечном фидере в виде

$$Y_{ss}^- = \frac{\sqrt{\epsilon^i}}{\rho_0} \frac{\pi}{\ln \frac{a_2}{a_1}} \left(\frac{\sin \frac{k^i d}{2}}{\frac{k^i d}{2}} \right)^2 e^{-2jk^i z_{sh}} - \frac{jk^i \sqrt{\epsilon^i}}{\rho_0} (2\pi a_2)^2 \times \\ \times \sum_e \frac{C_e^2}{\gamma_e} (Z'_e(a_2 \chi_e))^2 \left(\frac{\sin \frac{\gamma_e d}{2}}{\frac{\gamma_e d}{2}} \right)^2 e^{-2j\gamma_e z_{sh}},$$

для дугового излучателя в виде

$$Y_{ss}^- = \frac{\sqrt{\epsilon^i}}{\rho_0} \frac{\pi}{\ln \frac{a_2}{a_1}} \left(\frac{\sin \frac{k^i d}{2}}{\frac{k^i d}{2}} \right)^2 e^{-2jk^i z_{sh}} + \frac{jl^2 \sqrt{\epsilon^i}}{k^i \rho_0 \pi^2 a_2^2} \times \\ \times \sum_h \left(\frac{m\gamma_h C_h Z_h(a_2 \chi_h)}{\chi_h} \right)^2 \left(\frac{\cos\left(\frac{ml}{2a_2}\right)}{1 - \left(\frac{ml}{\pi a_2}\right)^2} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{\gamma_h d}{2}}{\frac{\gamma_h d}{2}} \right)^2 \times \\ \times e^{-2j\gamma_h z_{sh}} + \frac{jk^i \sqrt{\epsilon^i} l^2}{\pi^2 \rho_0} \sum_e \frac{(C_e Z'_e(a_2 \chi_e))^2}{\gamma_e} \times$$

$$\times \left(\frac{\cos\left(\frac{ml}{2a_2}\right)}{1 - \left(\frac{ml}{\pi a_2}\right)^2} \right)^2 \left(\frac{\sin\frac{\gamma_e d}{2}}{\frac{\gamma_e d}{2}} \right)^2 e^{-2j\gamma_e z_{sh}}$$

Здесь χ_h, χ_e – критические волновые числа H - и E -типов волн; γ_h, γ_e – постоянные распространения; C_h, C_e – коэффициенты ортонормировки; Z_h, Z_e – цилиндрические функции соответствующих магнитных и электрических поперечных функций коаксиальной линии [11].

В случае расположения торцевой стенки на значительном расстоянии от щели, т. е. в предположении, что отраженная волна соответствует только распространяющейся волне основного типа, выражение для собственной активной внутренней проводимости щели можно представить в виде

$$[g_{ss}^i]_{n/6} = g_{ss}^i + g_{ss}^- = g_{ss}^i 2 \cos^2(k^i D_{sh,s}) = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon^i}}{\rho_0 \ln \frac{a_2}{a_1}} \left(\frac{\sin \frac{k^i d}{2}}{\frac{k^i d}{2}} \right)^2 \cos^2(k^i D_{sh,s}), \quad (7)$$

для реактивной проводимости в виде

$$[b_{ss}^i]_{n/6} = b_{ss}^i - b_{ss}^- = b_{ss}^i - \frac{\pi\sqrt{\epsilon^i}}{\rho_0 \ln \frac{a_2}{a_1}} \left(\frac{\sin \frac{k^i d}{2}}{\frac{k^i d}{2}} \right)^2 \sin(2k^i D_{sh,s}). \quad (8)$$

Взаимные проводимости (активная и реактивная составляющие) между щелями в полубесконечной коаксиальной линии по основной волне имеют следующий вид:

$$[g_{rs}^i]_{n/6} = g_{rs}^i 2 \cos(k^i D_{sh,s}) e^{-jk^i D_{sh,s}},$$

$$[b_{rs}^i]_{n/6} = b_{rs}^i 2 \cos(k^i D_{sh,s}) e^{-jk^i D_{sh,s}}.$$

Магнитодвижущую силу F_r определяем для бесконечной коаксиальной линии в предположении, что в коаксиальной линии распространяется волна типа T единичной мощности. В случае по-

лубесконечного фидера формула для магнитодвижущей силы примет вид

$$[F_r]_{n/6} = F_r (1 + e^{-j2k^i D_{sh,r}}).$$

Выражения для коэффициентов отражения $|\Gamma_1|$ и излучения $|\Gamma_\Sigma|^2$ решетки щелей в полубесконечной коаксиальной линии при условии возбуждения системы любым типом волны, распространяющейся в фидере, имеют вид:

$$\Gamma_1 = -1 - \frac{1}{4} \sum_{s=1}^N V_s F_s, \quad (9)$$

$$|\Gamma_\Sigma|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{r=1}^N \sum_{s=1}^N V_r V_s^* Y_{rs}^e, \quad (10)$$

где “*” означает комплексное сопряжение.

Если представить полную проводимость щелевого излучателя в виде $Y_{n/6} = g^i + g^e + jb$, то для одномодового режима будет справедлива такая запись формул (9) и (10):

$$|\Gamma_1| = \left| \frac{2g^i}{Y_{n/6}} - 1 \right|, \quad |\Gamma_\Sigma|^2 = \frac{4g^i g^e}{|Y_{n/6}|^2}, \quad (11)$$

где g^i и g^e – активные компоненты внутренней и внешней проводимостей щелевого излучателя в полубесконечной коаксиальной линии соответственно, $b = b_0 - b^-$ – полная реактивная компонента.

3. Анализ полученных результатов

Полученные выражения позволяют определить собственные и взаимные проводимости щелей $Y_{r,s}^{i,e}$ и рассчитать энергетические характеристики одиночных излучателей и их систем, расположенных в экране полубесконечной коаксиальной линии.

При проведении детальных исследований электродинамических свойств систем щелевых излучателей в зависимости от геометрических и электрофизических характеристик данных структур параметры фидера и щелей варьировались в широких пределах. Широкая область изменения параметров дает возможность проводить многопараметрический расчет и анализ характеристик коаксиально-щелевых структур с целью определения частотно-энергетических свойств антенн данного типа, создания систем с требуемыми электродинамическими свойствами, а также

выяснения физических закономерностей формирования электромагнитного излучения подобными щелевыми системами.

Прежде чем исследовать свойства щелевых систем, расположенных в экране полубесконечной коаксиальной линии, необходимо изучить влияние торцевой стенки в коаксиальной линии на характеристики излучения одиночного щелевого излучателя.

На рис. 2 представлены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (кривые 1–3) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (кривые 1'–3') для дуговой щели длиной $l = 0.5L = 37.7$ мм и шириной $d = 3$ мм, прорезанной в экране фидера с параметрами $a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\epsilon^i = 2$ и $\epsilon^e = 1$. Кривые 1 и 1' соответствуют случаю прорезания щели в экране бесконечной коаксиальной линии, кривые 2 и 2' – в полубесконечной коаксиальной линии при $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$, кривые 3 и 3' – в полубесконечной при $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}$ (λ_{ϵ} – длина волны в коаксиальной линии). Из анализа кривых видно, что коэффициент излучения щели в полубесконечной линии возрастает, коэффициент отражения существенно уменьшается по сравнению с соответствующими параметрами щели в бесконечной коаксиальной линии. При увеличении D_{sh} от $\lambda_{\epsilon}/2$ до λ_{ϵ} несколько сужается рабочая полоса длин волн λ (от 19.3 до 17 %) по уровню $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \geq 0.9$. При этом длины волн, при которых наблюдается максимум коэффициента излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{\max}$, остаются неизменными и равными 88 мм.

Аналогичные характеристики для щели длиной $l = 0.8L$, прорезанной в экране такой же полубесконечной линии, представлены на рис. 3. При $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$ (кривые 2 и 2') диапазон длин волн, в пределах которого $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \geq 0.9$, составил $\Delta\lambda/\lambda = 42\%$ и уменьшился до 30% при $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}$ (кривые 3 и 3'). Кривые 1 и 1' соответствуют случаю прорезания такой щели в бесконечной коаксиальной линии. Из сравнения результатов зависимостей, приведенных на рис. 2 и рис. 3, видно, что вследствие резонансного поведения щели с увеличением ее длины, как и в случае излучения из щели в бесконечном волноводе [13], увеличилась как длина волны λ_{ϵ} , при которой наблюдается $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{\max}$, так и полоса рабочих длин волн $\Delta\lambda/\lambda$. Необходимо отметить, что коаксиальная линия является недисперсной системой, и, следовательно, увеличение рабочей полосы длин волн и рабочей длины волны представленного щелевого излучателя значительно больше, чем соответствующее увеличение характеристик щелевого излучателя, расположенного в стенке прямоугольного волновода.

Такое поведение энергетических коэффициентов щелевого излучателя в полубесконечной линии обусловлено соотношениями между его внутренними и внешними проводимостями (11). Известно, что поперечная щель, расположенная в полубесконечном прямоугольном волноводе, способна излучать всю падающую на нее мощность и, естественно, иметь нулевой коэффициент отражения в случае,

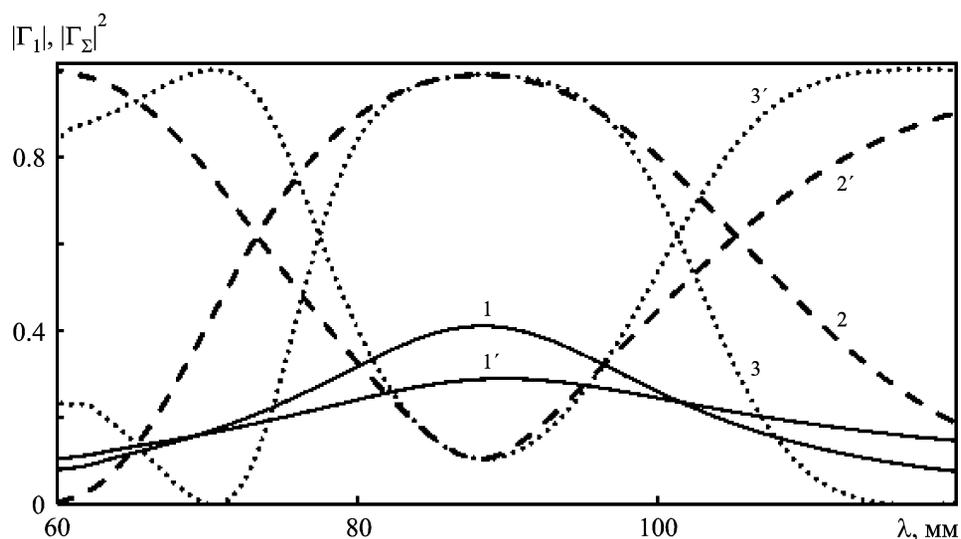


Рис. 2. Зависимости коэффициентов излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ (кривые 1, 2 и 3) и отражения $|\Gamma_1|$ (кривые 1', 2' и 3') от длины волны для дуговой щели длиной $l = 0.5L$

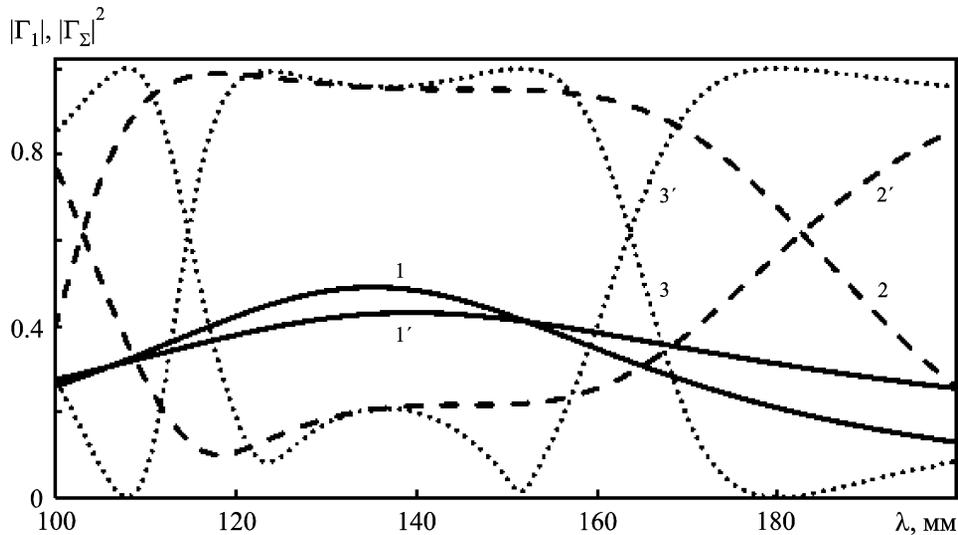


Рис. 3. Зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (кривые 1, 2 и 3) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (кривые 1', 2' и 3') для дуговой щели длиной $l = 0.8L$

если суммарная реактивная проводимость b равна нулю, а активные проводимости g^i и g^e (внешняя и внутренняя) равны друг другу [8]. Физика излучения щели, расположенной в экране полубесконечной коаксиальной линии, такая же, как и в случае щелевого излучателя в стенке прямоугольного волновода. На рис. 4 и рис. 5 приведены проводимости щелевых излучателей, расположенных в полубесконечных коаксиальных линиях с различными значениями параметра D_{sh} .

На рис. 4 и рис. 5 представлены зависимости $g^i = f(\lambda)$ (кривые 1, 2 и 3), $g^e = f(\lambda)$ и $b = f(\lambda)$ (кривые 1', 2' и 3') для двух случаев поперечных щелей в полубесконечной коаксиальной линии, энергетические коэффициенты для которых приведены на рис. 2 и рис. 3. Здесь зависимости, обозначенные цифрами 1 и 1', соответствуют g^i и b одиночных щелей в бесконечной коаксиальной линии. Кривые 2, 2' относятся к случаю $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$, а кривые 3, 3' – к случаю $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}$. Зависимости $g^i = f(\lambda)$ и $b = f(\lambda)$ для щелей в полубесконечной коаксиальной линии имеют осциллирующий характер (7), (8), т. е. в диапазоне длин волн возможны значения λ с равными или близкими величинами g^i и g^e , и для получения $|\Gamma_{\Sigma}|^2$, стремящегося к 1, необходимо равенство нулю полной реактивной проводимости b . Как видно из зависимостей, приведенных на рис. 4 и рис. 5, реактивная проводимость обращается в нуль в случае щели в бесконечном фидере только при одной, так называемой резонансной, длине волны, а для дуговой щели в полубесконечной

коаксиальной линии имеются несколько значений длины волны, при которых b обращается в нуль, причем с ростом расстояния D_{sh} возрастает крутизна кривых $b = f(\lambda)$. Следовательно, возрастает крутизна кривых на рис. 2 и рис. 3 и уменьшается рабочая полоса длин волн зависимостей $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, при которых $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \geq 0.9$. Между тем на рис. 4 в окolorезонансной области ни при каких λ не достигается равенство $g^i = g^e$, и, следовательно, отсутствует полное излучение из щели, т. е. $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \neq 1$ и $|\Gamma_1| \neq 0$. Для излучателя с $l = 0.8L$ такая ситуация возможна (рис. 3 и рис. 5).

В отличие от характеристик одиночной дуговой щели частотно-энергетические характеристики излучения одиночной кольцевой щели, расположенной в экране полубесконечной коаксиальной линии, не носят резонансного характера.

На рис. 6 и рис. 7 представлены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для кольцевых излучателей в фидерах со следующими параметрами: $a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\epsilon^i = \epsilon^e = 1$ (рис. 6); $a_1 = 0.1$ мм, $a_2 = 0.6$ мм, $\epsilon^i = 2$ и $\epsilon^e = 10$ (рис. 7). Отметим, что энергетические характеристики кольцевой щели и в бесконечной, и в полубесконечной коаксиальной линии существенно отличаются от аналогичных характеристик дуговой щели как характером зависимостей, так и диапазоном свойствами [13, 14, 16]. Кольцевая щель может быть достаточно хорошо согласована ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \geq 0.9$ и $|\Gamma_1|^2 < 0.1$) при некоторых расстоя-

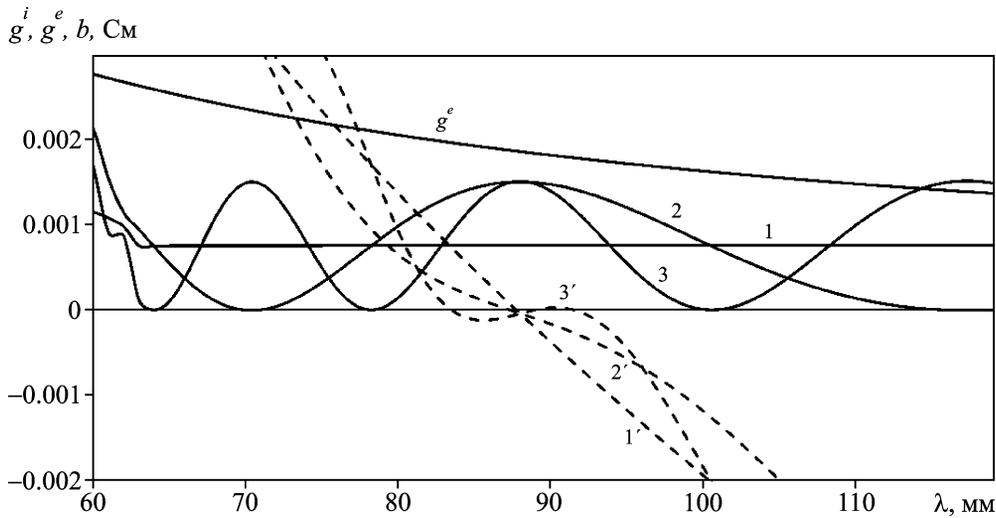


Рис. 4. Зависимости активных g^i (кривые 1, 2 и 3) и g^e , а также реактивной b (кривые 1', 2' и 3') проводимостей от длины волны для дуговой щели длиной $l = 0.5L$

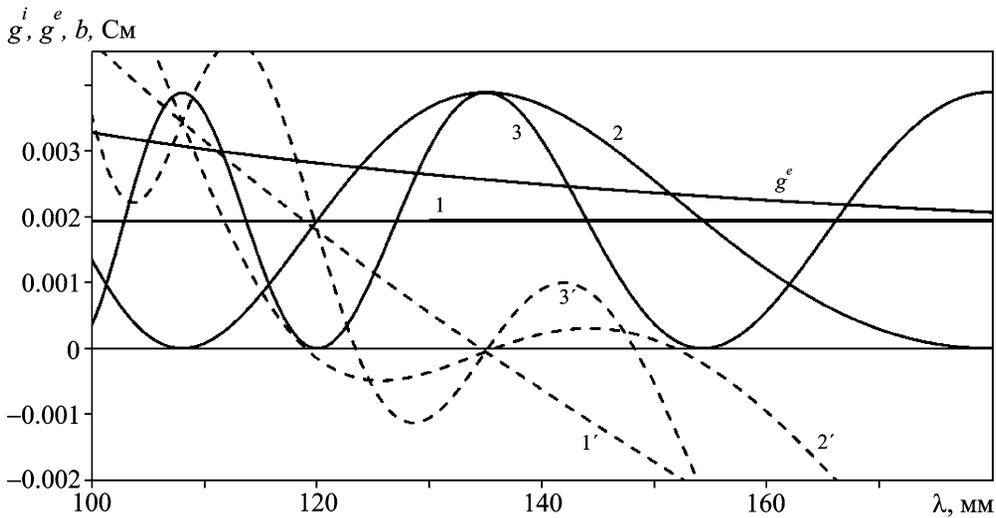


Рис. 5. Зависимости $g^i = f(\lambda)$ (кривые 1, 2 и 3), $g^e = f(\lambda)$ и $b = f(\lambda)$ (кривые 1', 2' и 3') для дуговой щели длиной $l = 0.8L$

ниях $D_{sh}/\lambda_\epsilon < 0.2$ (кривые 2 и 2' – $D_{sh} = 50$ мм, кривые 3 и 3' – $D_{sh} = 100$ мм) в диапазоне длин волн, равном $\Delta\lambda/\lambda = 40 \div 60$ % (рис. 6). Кривые 1 и 1' на рис. 6 и рис. 7 соответствуют случаю бесконечного фидера.

Изменяя D_{sh} , варьируя параметры фидера и сред, можно создать несколько областей λ , в которых $|\Gamma_\Sigma|^2 \geq 0.9$ и $|\Gamma_1|^2 < 0.1$. На рис. 7 представлены зависимости коэффициента излучения при $D_{sh} = 10, 100, 200$ мм (кривые 2, 3 и 4 соответственно). При малых D_{sh} кольцевая щель оказывается согласованной в диапазоне длин волн от 130 до 300 мм, $D_{sh}/\lambda_\epsilon < 0.1$. При увеличении D_{sh}

появляется несколько областей с $|\Gamma_\Sigma|^2 \geq 0.9$ но при этом щель излучает в достаточно узких областях $\Delta\lambda/\lambda = 3 \div 14$ %.

Для объяснения результатов, приведенных на рис. 6 и рис. 7, на рис. 8 и рис. 9 представлены зависимости проводимостей $g^i, g^e = f(\lambda)$ и $b = f(\lambda)$ кольцевых щелей, прорезанных в соответствующих коаксиальных линиях. Мы уже отмечали, что кольцевая щель в бесконечной коаксиальной линии не является резонансной, т. е. ни при каких длинах волн реактивная проводимость щели не обращается в нуль (кривая 1' на рис. 8). При прорезании щели в полубесконеч-

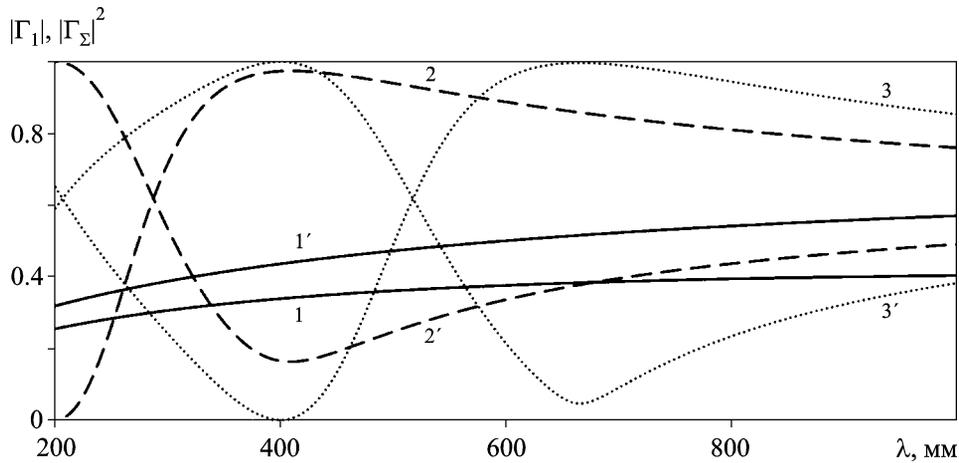


Рис. 6. Зависимости $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ (кривые 1, 2 и 3) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (кривые 1', 2' и 3') для кольцевой щели ($a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм)

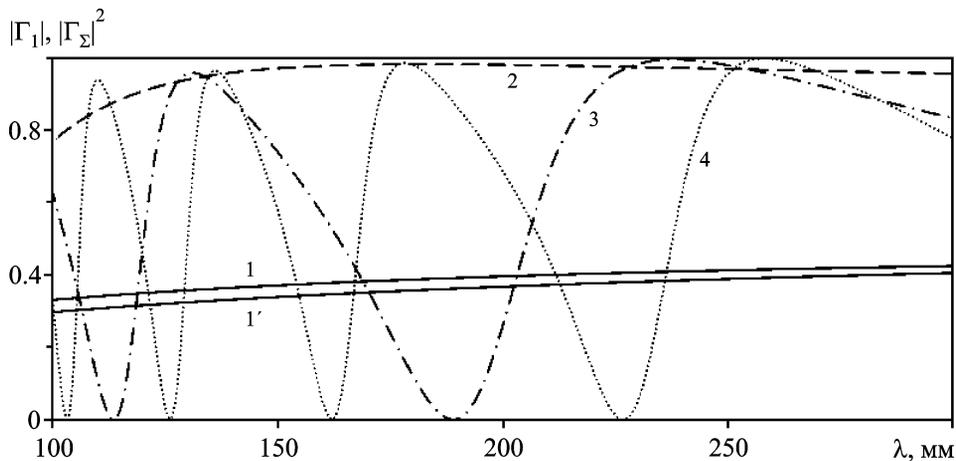


Рис. 7. Зависимости $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ (кривые 1, 2, 3 и 4) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (кривая 1') для кольцевой щели ($a_1 = 0.1$ мм, $a_2 = 0.6$ мм)

ной линии резонанс возможен (кривая 3' на рис. 8, $b = 0$). Тогда при условии, что $g^i \approx g^e$, получим $|\Gamma_\Sigma|^2 \rightarrow 1$, а $|\Gamma_1| \rightarrow 0$. При малых расстояниях до торцевой стенки $D_{sh}/\lambda < 0.2$, $b \neq 0$, осцилляции кривых $g^i = f(\lambda)$ отсутствуют, а значения активных внутренних и внешних проводимостей достаточно близки в широкой полосе длин волн, поэтому и коэффициент излучения оказывается больше 0.9 в диапазоне от $\lambda = 130$ мм до $\lambda = 300$ мм (рис. 7). При увеличении D_{sh} ($D_{sh} = 200$ мм) зависимость $g^i = f(\lambda)$ осциллирующая, т. е. возможны несколько длин волн, при которых активные проводимости равны ($g^i = g^e$), а $b \ll g^i, g^e$ (рис. 9). В этом случае наблюдаем несколько достаточно узких рабочих полос длин волн в зависимостях $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ (рис. 7).

При использовании коаксиально-щелевых антенн в биологии и медицине рассматривается излучение в среды с большими значениями диэлектрических проницаемостей. Например, в [6] описаны эксперименты по изучению процессов нагревания биологических тканей с помощью коаксиально-щелевых антенн в средах с большими значениями ϵ^e (вплоть до $\epsilon^e = 55$). Нам не известны литературные источники, в которых бы теоретически исследовалось влияние диэлектрических проницаемостей внешней среды на параметры коаксиально-щелевых излучателей в экране полубесконечной коаксиальной линии. Представленная в настоящей работе математическая модель позволяет изучить процессы возбуждения и рассеяния электромагнитных волн ще-

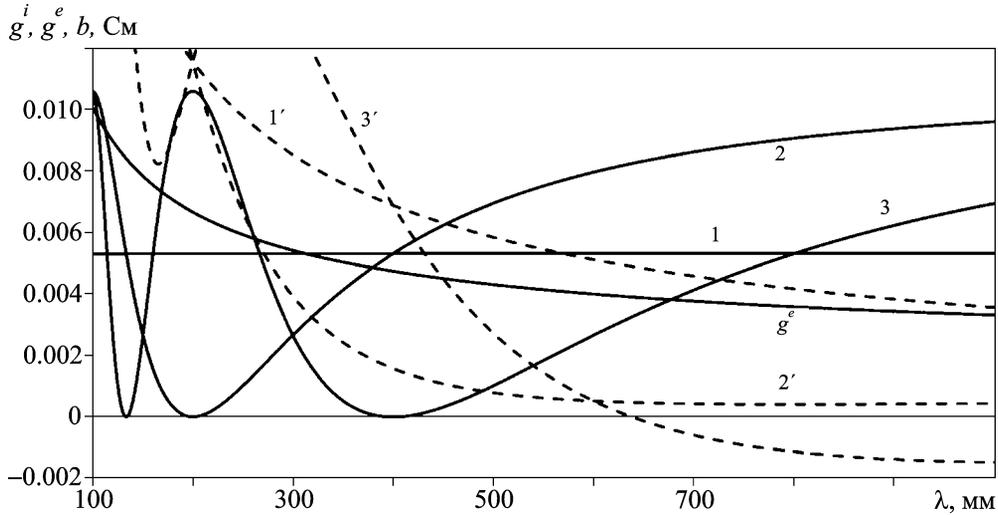


Рис. 8. Зависимости $g^i = f(\lambda)$ (кривые 1, 2 и 3), $g^e = f(\lambda)$ и $b = f(\lambda)$ (кривые 1', 2' и 3') для кольцевой щели ($a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм). Кривые 2 и 2' соответствуют случаю $D_{sh} = 50$ мм, кривые 3 и 3' – случаю $D_{sh} = 100$ мм, кривые 1 и 1' – щели в бесконечной коаксиальной линии

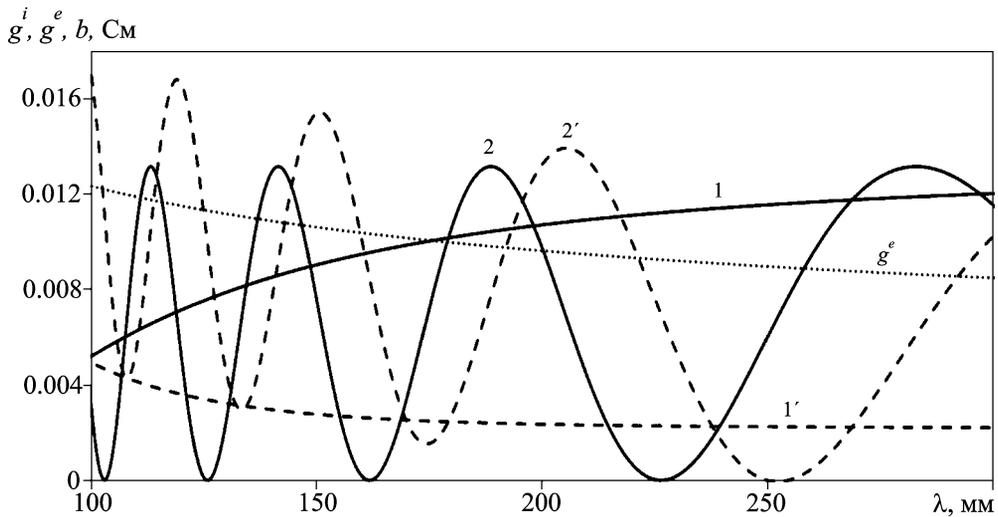


Рис. 9. Зависимости $g^i = f(\lambda)$ (кривые 1 и 2), $g^e = f(\lambda)$ и $b = f(\lambda)$ (кривые 1', 2') для кольцевой щели ($a_1 = 0.1$ мм, $a_2 = 0.6$ мм). Кривые 1, 1' соответствуют случаю $D_{sh} = 10$ мм и кривые 2, 2' – случаю $D_{sh} = 200$ мм

левыми системами в экране полубесконечной коаксиальной линии в материальные среды с произвольным значением ϵ^e .

На рис. 10, а, б представлены результаты расчетов коэффициентов излучения и отражения одиночной щели в экране полубесконечной коаксиальной линии при разных значениях ϵ^e ($\epsilon^e = 1, 4, 10, 20, 55$). Как и для рассмотренного ранее случая щели в бесконечном фидере [13, 14], так и в случае щели в полубесконечной коаксиальной линии с увеличением значения ϵ^e от 1 до 10 ($\epsilon^i = \text{const}$) наблюдается рост $|\Gamma_\Sigma|^2$ и уменьше-

ние $|\Gamma_1|$, а при более значительном увеличении ϵ^e (до 55) отмечается падение коэффициента излучения с ростом коэффициента отражения. Таким образом, существуют такие значения диэлектрических постоянных ϵ^e , которые обеспечивают близкие значения внутренних и внешних активных проводимостей щелевого излучателя, а следовательно, максимальный коэффициент излучения и минимальный коэффициент отражения, т. е. происходит согласование с помощью щели процесса излучения из одной среды в другую.

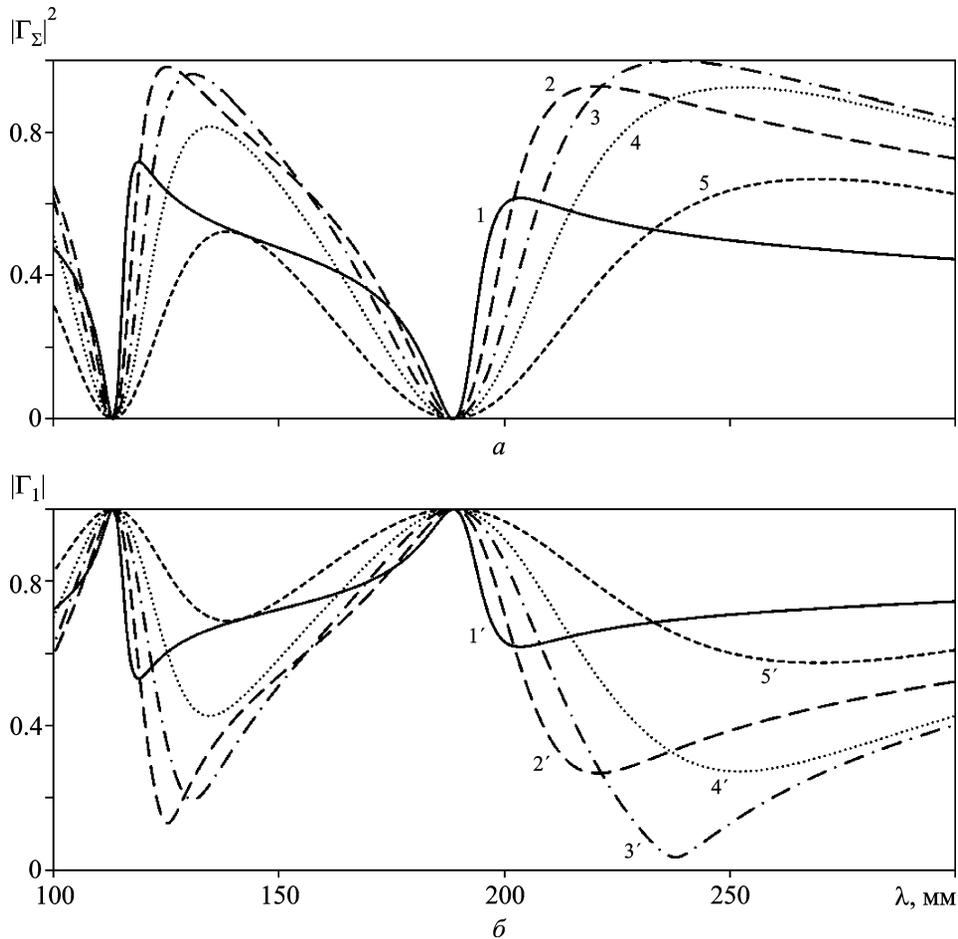


Рис. 10. Зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кольцевой щели ($a_1 = 0.1$ мм, $a_2 = 0.6$ мм). Кривые 1, 1' соответствуют $\epsilon^e = 1$, кривые 2, 2' – $\epsilon^e = 4$, кривые 3, 3' – $\epsilon^e = 10$, кривые 4, 4' – $\epsilon^e = 20$ и кривые 5, 5' – $\epsilon^e = 55$

С целью подтверждения достоверности проведенных исследований излучения кольцевой щели, расположенной в экране полубесконечной коаксиальной линии, был осуществлен эксперимент, результаты которого приведены на рис. 11, а, б. Расчеты показали, что в широкой полосе длин волн зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ имеют ряд ярко выраженных минимумов и максимумов, как видно из рис. 11 (пунктирные кривые). Поэтому измерения энергетических характеристик были проведены в широкой полосе длин волн, $\lambda = 30 \div 230$ мм, (сплошные кривые). Как видно из рис. 11, характер кривых, отображающих данные эксперимента и расчета, позволяет говорить о хорошем качественном совпадении результатов этих исследований. Причиной количественного расхождения, по нашему мнению, является недостаточное согласование экспериментального макета с генераторами в столь широкой полосе частот – не уда-

лось получить коэффициент стоячей волны по напряжению в тракте коаксиальной линии без щелевых элементов меньше 1.5. Этот фактор существенно отразился на величинах $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ щелевого излучателя в окрестности максимумов и минимумов. Кроме того, при построении математической модели толщина экрана коаксиальной линии предполагалась бесконечно тонкой, а в экспериментальном макете она составила 1.45 мм, что, как и ожидалось, привело к некоторому смещению максимумов и минимумов экспериментальных кривых $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ в рассматриваемом диапазоне длин волн. Влияние толщины экрана будет учтено при дальнейшем изучении процессов излучения из системы неоднородностей (щелей) во внешнее пространство коаксиальной линии.

Решение задачи об излучении одиночной щели, расположенной в полубесконечной коаксиальной

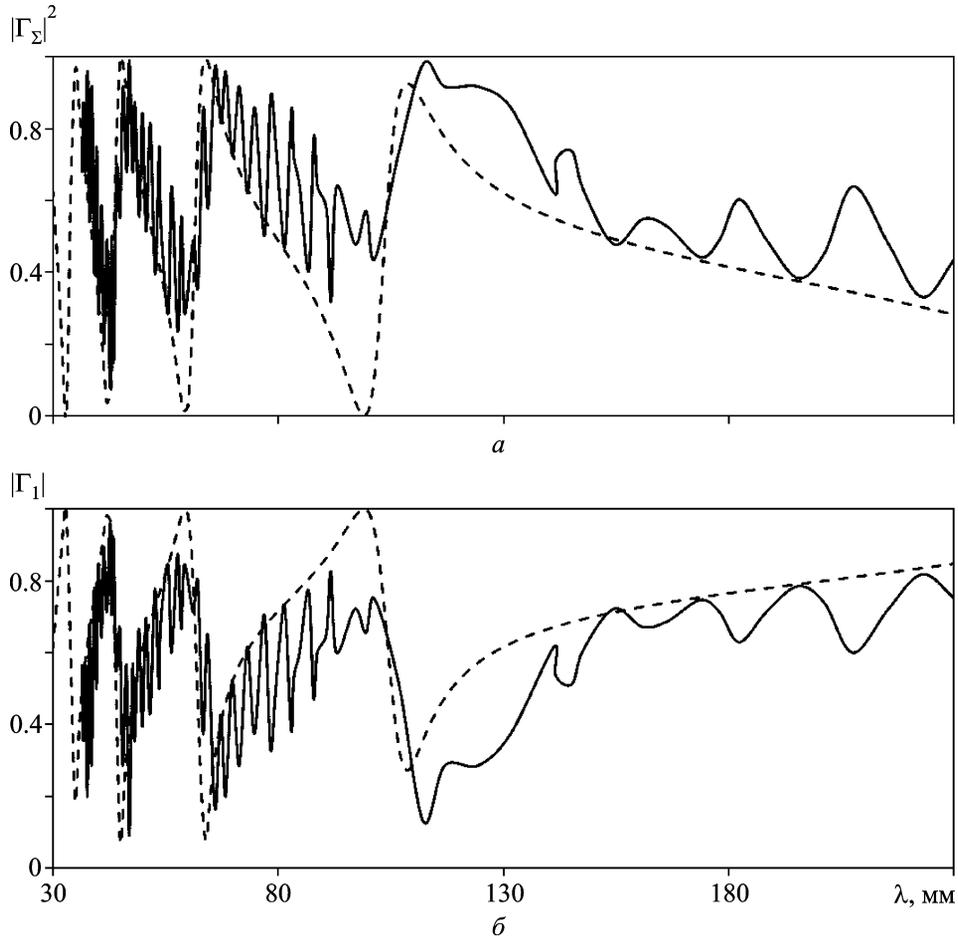


Рис. 11. Зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кольцевой щели ($D_{sh} = 4.9$ мм, $a_1 = 1$ мм, $a_2 = 3.55$ мм, $a_3 = 5$ мм, $d = 2$ мм, $\epsilon^i = 2.3$, $\epsilon^e = 1$). Результаты расчетов показаны пунктирными кривыми, экспериментальные данные – сплошными кривыми

линии, является основой для исследования электродинамических характеристик системы щелевых излучателей в экране полубесконечного фидера. Определение внутренних и внешних собственных и взаимных между щелями проводимостей (4) позволяет решить систему алгебраических уравнений (3) и определить комплексные амплитуды функции распределения электрического поля на каждой щели с учетом полного взаимодействия щелевых элементов в излучающей системе. По формулам, приведенным в представленной работе и работах [13–16], с учетом взаимной связи между излучателями были проведены расчеты коэффициентов излучения и отражения системы, состоящей из N щелей, в случае их эквидистантного расположения. Следует отметить, что предложенная математическая модель позволяет проводить исследования излу-

чающих структур, в которых щелевые элементы расположены на произвольном расстоянии друг от друга в экране полубесконечной коаксиальной линии.

На рис. 12 приведены зависимости коэффициента излучения системы из трех дуговых щелей ($a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $d = 3$ мм, $l = 37.7$ мм, $D_z = 40$ мм, $\epsilon^i = 2$, $\epsilon^e = 1$) от длины волны при расстояниях до торцевой стенки, равных $D_{sh} = \lambda_e/2$ и λ_e (кривые 2 и 3 соответственно). Зависимость, обозначенная цифрой 1, соответствует случаю расположения щелей в бесконечном фидере. Наблюдается существенное изменение формы кривой $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, расширение в окрестности максимума.

На рис. 13 приведены результаты расчетов коэффициента излучения системы дуговых щелей ($a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $d = 3$ мм, $l = 37.7$ мм,

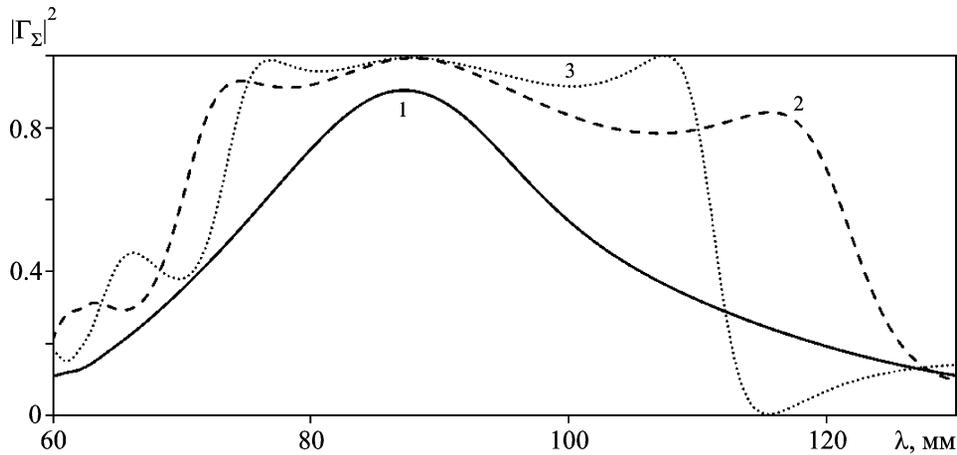


Рис. 12. Зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системы из $N = 3$ дуговых щелей при различных расстояниях от торцевой стенки D_{sh} . Кривая 2 соответствует случаю $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$, кривая 3 – $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}$, кривая 1 – случаю бесконечного фидера

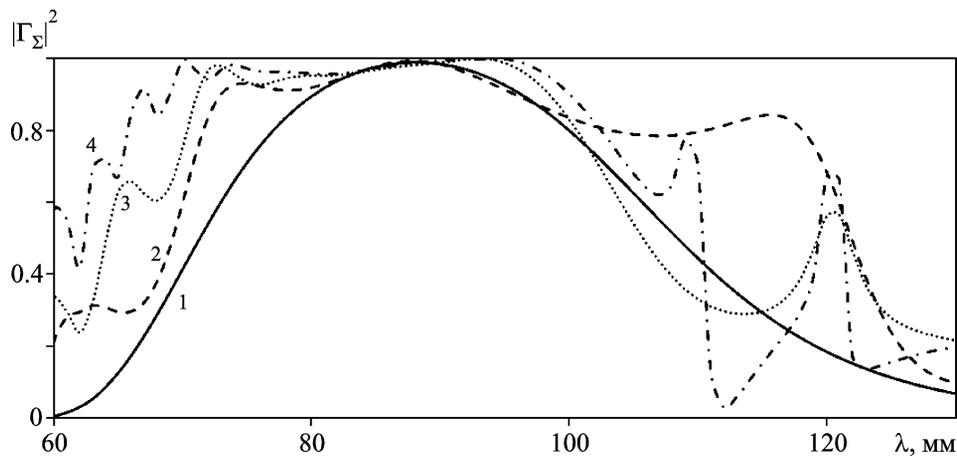


Рис. 13. Зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для систем, состоящих из разного количества дуговых щелей, при $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$. Кривая 1 соответствует случаю $N = 1$, кривая 2 – $N = 3$, кривая 3 – $N = 5$, кривая 4 – $N = 10$

$D_z = 40$ мм, $\epsilon^i = 2$, $\epsilon^e = 1$) в зависимости от длины волны для различного количества излучателей: $N = 1, 3, 5, 10$ (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно). При увеличении количества излучателей возникают осцилляции, обусловленные прежде всего взаимными связями между щелями. Глубокие провалы в зависимостях $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и, соответственно, максимумы в $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ появляются при таких значениях λ , при которых происходит синфазное сложение волн, отраженных от разных щелей и торцевой стенки. Заметим, что вид кривых $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ можно существенно изменить, если использовать коаксиально-щелевую систему с неэквидистантным расположением излучателей.

На рис. 14 представлены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ системы из $N = 5$ кольцевых излучателей в полубесконечной коаксиальной линии с параметрами: $a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\epsilon^i = 2$, $\epsilon^e = 4$. Расстояние между щелями $D_z = 100$ мм, ширина щели $d = 3$ мм, расстояние до торцевой стенки составляло $D_{sh} = 25, 50$ и 100 мм (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Из сравнения зависимостей, представленных на рис. 13 и рис. 14, следует, что диапазон длин волн, в пределах которого коэффициент излучения остается не меньше значения $0.5|\Gamma_{\Sigma}|_{\max}^2$, в случае системы кольцевых щелей значительно шире, чем для системы дуговых излучателей. Изменение расстояния до торцевой стенки (рис. 14) приводит к смещению длины волны, при которой $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \rightarrow 0$, а $|\Gamma_1| \rightarrow 1$.

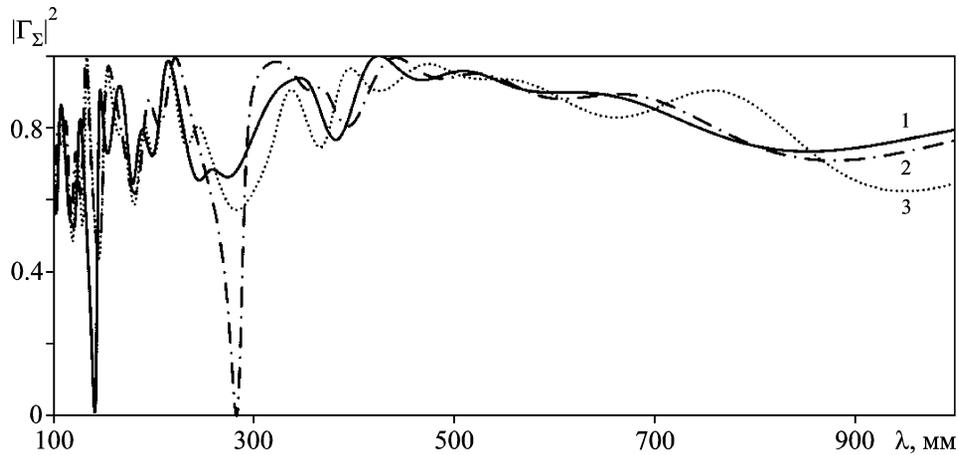


Рис. 14. Зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системы из $N = 5$ кольцевых щелей при различных расстояниях D_{sh} от торцевой стенки ($a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $d = 3$ мм, $D_z = 100$ мм, $\epsilon^i = 2$, $\epsilon^e = 4$). Кривая 1 соответствует случаю $D_{sh} = 25$ мм, кривая 2 – $D_{sh} = 50$ мм, кривая 3 – $D_{sh} = 100$ мм

4. Заключение

Проведенные исследования частотных зависимостей энергетических коэффициентов одиночного щелевого излучателя и антенн в виде систем дуговых либо кольцевых щелей, прорезанных в экранах бесконечных и полубесконечных коаксиальных линий, показали, что подобные системы являются малогабаритными и широкополосными излучающими структурами. Частотный диапазон работы систем кольцевых щелей значительно шире, чем диапазон работы аналогичных систем дуговых щелей.

Изменяя расстояние до торцевой стенки D_{sh} , можно согласовать одиночный и решетку щелевых элементов таким образом, чтобы они излучали всю падающую мощность, существенно увеличить рабочую полосу частот, а также создать условия работы таких систем в многочастотных режимах.

Путем выбора волноведущего фидера с соответствующими геометрическими и электродинамическими параметрами, а также использования кольцевых или дуговых щелей определенной длины можно обеспечить регулировку как средней рабочей длины волны, так и рабочего диапазона длин волн, необходимого в каждом конкретном случае применения подобных антенн.

Следует отметить, что метод магнитодвижущих сил, использованный в настоящей работе, позволяет провести многопараметрические исследования электродинамических характеристик многоэлементных излучающих структур с произ-

вольными геометрическими и электродинамическими параметрами щелевых элементов и связанных электродинамических объемов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брейтбарт А. Я. Радиосвязь с передвижными установками в подземных туннелях посредством излучающих кабелей // Зарубежная радиоэлектроника. – 1976. – № 1. – С. 110–130.
2. Delogne P. P. and Deryck L. Underground Use of a Coaxial Cable with Leaky Sections // IRE Trans. Antennas Propag. – 1980. – Vol. 28, No. 6. – P. 875–883.
3. Dong H. Kim and Hyo J. Eom. Radiation of a Leaky Coaxial Cable with Narrow Transverse Slots // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2007. – Vol. 55, No. 1. – P. 107–110.
4. Kiang J. F. Analysis of Linear Coaxial Antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1998. – Vol. 46, No 5. – P. 636–642.
5. Wang J. H. and Mei K. K. Theory and Analysis of Leaky Coaxial Cables with Periodic Slots // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2001. – Vol. 49, No 12. – P. 1723–1732.
6. Saito K., Hayashi Y., Yoshimura H., and Ito K. Heating Characteristics of Array Applicator Composed of Two Coaxial Slot Antennas for Microwave Coagulation Therapy // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2000. – Vol. 48, No 11. – P. 1800–1806.
7. Saito K., Miyata K., Yoshimura H., and Ito K. Practical study of a coaxial-slot antenna with simple matching circuit for interstitial heating // Proc. of ISAP'04. – Sendai (Japan). – 2004. – P. 797–800.
8. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. – М.: Изд-во ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. – 551 с.
9. Панченко Б. А. Собственные и взаимные проводимости поперечных щелей на цилиндре // Радиотехника. – 1967. – Т. 22, № 11. – С. 61–66.
10. Панченко Б. А. Проводимость кольцевых щелей на цилиндре // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1967. – № 3. – С. 300–304.

11. Кисунько Г. В. Электродинамика полых систем. – Л.: Изд-во ВКАС, 1949. – 426 с.
12. Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибизов К. Н. Сложные волноводные системы. – Л.: Судпромгиз, 1963. – 356 с.
13. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведєв Н. В. Щелевой излучатель в коаксиальной линии // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2010. – Т. 15, № 1. – С. 7–16.
14. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведєв Н. В. Коаксиально-щелевой излучатель // Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. Радиотехника. – Харьков: ХНУРЭ. – 2010. – Вып. 163. – С. 183–190.
15. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведєв Н. В. Излучение из системы щелей в экране коаксиальной линии // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – Т. 17, № 2. – С. 146–156.
16. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., and Medvedev N. V. Slot radiator in the semi-infinite coaxial line // Proc. of Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2012), 22nd Int. Crimean Conference. – Sevastopol (Ukraine). – 2012. – P. 495–496.

В. О. Катрич, В. О. Лященко, М. В. Медведєв

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, пл. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

БАГАТОЕЛЕМЕНТНІ СИСТЕМИ ЩІЛИННИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ В ЕКРАНІ НАПІВНЕСКІНЧЕНОЇ КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ

Методом магніторушійних сил розв'язано задачу збудження, розсіювання і випромінювання електромагнітних хвиль

системою поперечних щілин в ідеально провідному екрані напівнескінченної коаксиальної лінії. Досліджено залежності коефіцієнтів випромінювання та відбиття одиночних та систем дугових і кільцевих щілин від їх розмірів, параметрів фідера та середовищ, що заповнюють внутрішній і зовнішній простори. Вивчено вплив розташування торцевої стінки у коаксиальній лінії на характеристики випромінювання щілинних систем. Дослідження виконано з урахуванням взаємного зв'язку між щілинами у внутрішньому і зовнішньому просторах.

V. A. Katrich, V. A. Lyashchenko, and N. V. Medvedev

V. Karazin National University of Kharkiv,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

MULTIELEMENT SLOT RADIATOR SYSTEMS IN A SCREEN OF SEMI-INFINITE COAXIAL LINE

The problem of electromagnetic wave excitation, scattering and radiation by the system of transverse slots cut in a perfectly conducting outer conductor of a semi-infinite coaxial line is solved by the magnetomotive force method. The radiation and reflection coefficients of the single slots and the systems of circular and arc slots are investigated in dependence on slot sizes, feeder and media parameters. The influence of coaxial line shorting wall location on the slot system radiation characteristics is studied. The researches have been carried out with the interconnection between slots of internal and external regions considered.

Статья поступила в редакцию 28.08.2013