

## АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОПЕРЕЧНОЙ ЩЕЛИ В ШИРОКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С ЛОКАЛЬНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

### Введение

Задача дифракции волны основного типа  $H_{10}$  на узкой продольной щели, прорезанной в широкой стенке бесконечного прямоугольного волновода над диэлектрической вставкой конечной длины, была решена в работе [1], на поперечной щели – в работе [2]. В обоих случаях в решении задач для определения электрического поля в щели использовался метод Галеркина. При этом электромагнитное поле внутри вставки с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$  под щелью находилось методом собственных волн с учетом отражений от торцевых сечений, совпадающих с границами раздела «диэлектрик-воздух» [3]. Тестовые расчеты для поперечной щели в [2, 4] позволили обнаружить возможность получения коэффициента её излучения, близкого к единице, что, согласно теории волноводно-щелевых излучателей [3], недостижимо в случае однородного заполнения волновода диэлектриком. Этот результат стимулировал более детальный численный анализ энергетических характеристик волноводно-щелевого излучателя рассматриваемого типа при варьировании геометрических и электрических параметров диэлектрического включения.

Цель работы – исследование возможностей такого способа управления элементами матрицы рассеяния поперечной щели, излучающей в свободное полупространство или в другой электродинамический объем.

### Описание задачи для численного моделирования

Постановка электродинамической задачи, а также её решение для поперечной щели, излучающей в свободное полупространство, представлены в работе [2]. Здесь эта задача обобщена на случай, когда внешней областью для щелевого элемента может быть не только свободное полупространство, но и другой прямоугольный волновод. Причём внешний волновод так же, как и питающий, может содержать локальное диэлектрическое включение с  $\varepsilon_2$  (предполагается, что магнитные проницаемости вставок  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ). Заметим, что для волноводной секции (рис.1) задача определения коэффициентов рассеяния нагруженной щелевой неоднородности на первом этапе сводится к определению амплитуд  $V_{1q}$  и  $V_{2q}$  пространственных гармоник функций распределения электрического поля на поверхностях щели  $S_1$  и

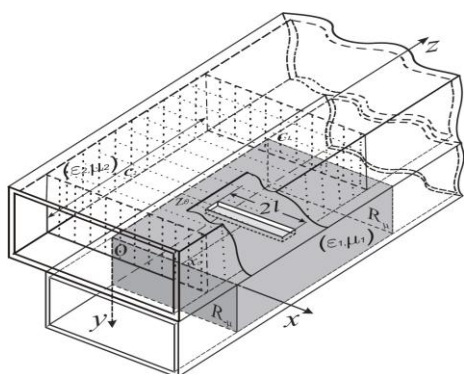


Рис.1. Геометрия волноводно-щелевой секции

$S_2$ , прилегающих к связываемым электродинамическим объемам. Указанные амплитуды определяются из системы (4) линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) работы [2]. В случае щелевой связи двух прямоугольных волноводов отличие в матричных элементах СЛАУ [2] сводится к тому, что в качестве внешних проводимостей  $Y_{22,pq}^e$  следует использовать проводимости  $Y_{11,pq}^i$  [2]. Если волноводы не идентичны, как на рис. 1,  $Y_{22,pq}^e = Y_{22,pq}^i$ ,

где  $Y_{22,pq}^i$  – внутренняя проводимость щели в верхнем волноводе.

При этом может рассматриваться связь волноводов разных поперечных сечений с различными параметрами диэлектрических включений. Энергетические параметры щелевой неоднородности в этом случае определяются четверкой коэффициентов матрицы рассеяния. Это коэффициенты отражения  $S_{11}$  и прохождения  $S_{12}$  в основном волноводе (которые находятся, как и в [2]), а также коэффициенты  $S_{13}$  и  $S_{14}$  во внешнем волноводе, которые представляют собой амплитуды волн, распространяющихся от щели в направлениях  $(-z)$  и  $(+z)$  соответственно. Используя обозначения работы [2], представим выражения для коэффициентов  $S_{13}$  и  $S_{14}$ :

$$S_{13} = \sum_{q=1}^Q \frac{4V_{2q}U_1(q)}{i\omega\mu_2bd\pi} \sin\left(\frac{\gamma_{10}^\varepsilon d}{2}\right) e^{-i\gamma_{10}^\varepsilon z_0} \frac{(\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10}) - (\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10})e^{-2i\gamma_{10}^\varepsilon(c-z_0)}}{(\gamma_{10}^\varepsilon + \gamma_{10})^2 - (\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10})e^{-2i\gamma_{10}^\varepsilon c}} \quad (1)$$

$$S_{14} = \frac{4e^{-i(\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10})c}}{(\gamma_{10}^\varepsilon + \gamma_{10})^2 - (\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10})^2 e^{-2i\gamma_{10}^\varepsilon c}} \times \sum_{q=1}^Q \frac{4V_{2q}U_1(q)}{i\omega\mu_2bd\pi} \sin\left(\frac{\gamma_{10}^\varepsilon d}{2}\right) \left[ (\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10})e^{-i\gamma_{10}^\varepsilon z_0} - (\gamma_{10}^\varepsilon - \gamma_{10})e^{-i\gamma_{10}^\varepsilon z_0} \right], \quad (2)$$

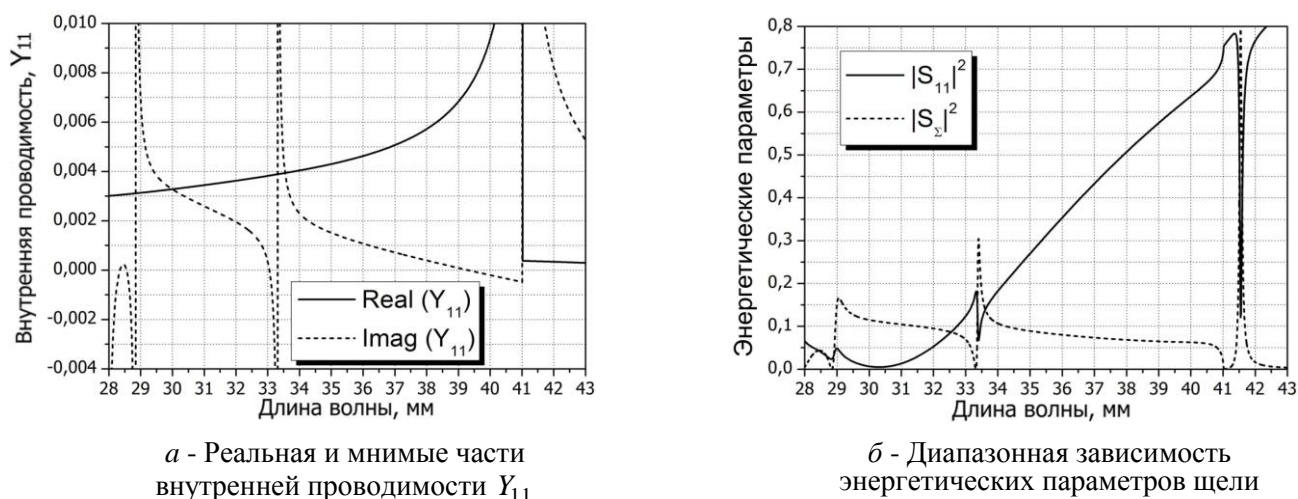
в которых нужно применять электрические и геометрические параметры для внешнего волновода (рис. 1). Заметим, что выражения (1) и (2) получены в предположении одномодового режима работы связанных волноводов. Уравнение баланса мощности здесь имеет следующий вид:  $|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 = 1$ . Для удобства дальнейшего анализа коэффициент передачи мощности во внешний волновод  $|S_\Sigma|^2 = |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2$ , будем обозначать тем же символом, что и коэффициент излучения щели.

### Характер диапазонных зависимостей проводимости щели и её энергетических параметров

На основании построенных математических моделей для волноводно-щелевого излучателя (рис.1 из [2]) и волноводно-щелевой секции (рис.1) были созданы вычислительные программы на языке Visual Fortran. При расчетах внутренних проводимостей щели  $Y_{pq}^i$  максимальные значения индексов суммирования  $m, n$  в формуле (10) [2] фиксировались равными 20. Число базисных функций  $Q$  в аппроксимации (3) [2] выбиралось равным от 1 до 5, толщина стенки волновода полагалась  $h = 1 \text{ мм}$ .

Известно [1], что в полосе частот одномодового режима работы полого волновода внутри диэлектрической вставки могут возбуждаться распространяющиеся высшие моды, так называемые «запертые моды». По мере увеличения значения  $\varepsilon_1$  их критические частоты приближаются к критической частоте основной волны полого волновода. Это следует учитывать при выборе значений диэлектрической проницаемости вставки. На критических частотах значение  $\gamma_{nm}^\varepsilon = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2}$  для этих волн обращается в ноль. При этом одно из слагаемых в выражении для внутренних проводимостей (10) [2] стремится к бесконечности, и, как следствие, поперечная щель не излучает. Кроме того, коэффициенты отражения  $R_{-\mu}^{\varepsilon(m)}$  и  $R_{\mu}^{\varepsilon(m)}$  для «запертых мод» по абсолютной величине равны единице. Поэтому

на одной из частот, на которой  $y_{mn}^\varepsilon c = \nu\pi$ , может оказаться, что знаменатель  $(1 - R_\mu^{\varepsilon(m)} R_\mu^{\varepsilon(m)})$  в выражении (10) [2] обращается в ноль, а соответствующее слагаемое – в бесконечность. В этом случае щель также оказывается неизлучающей. В результате зависимость коэффициента излучения (равно как и других коэффициентов матрицы рассеяния волноводно-щелевого излучателя) от частоты носит очень сложный изрезанный характер подобно тому, как это наблюдалось и в работе [1]. Для иллюстрации на рис.2 приведены частотные характеристики волноводно-щелевого излучателя с параметрами:  $a=23\text{мм}$ ,  $b=10\text{мм}$ ,  $x_0 = a/2$ ,  $c=7\text{мм}$ ,  $z_0 = 0.6\text{мм}$ ,  $\varepsilon = 5$ ,  $2l = 9.15\text{мм}$  и  $d=1\text{мм}$ . Ближайшим высшим типом волны, возбуждаемым щелью, расположенной симметрично относительно оси широкой стенки волновода, является волна типа  $H_{11}$ . Для волновода стандартного поперечного сечения  $23 \times 10\text{мм}$  при  $\varepsilon = 5$  одномодовый режим в области вставки поддерживается при  $\lambda > 41.01\text{мм}$ .



*a* - Реальная и мнимые части внутренней проводимости  $Y_{11}$

*б* - Диапазонная зависимость энергетических параметров щели

Рис.2. Диапазонные характеристики волноводно-щелевого излучателя при  $a=23\text{мм}$ ,  $b=10\text{мм}$ ,  $x_0 = a/2$ ,  $c=7\text{мм}$ ,  $z_0 = 0.6\text{мм}$ ,  $\varepsilon = 5$ ,  $2l = 9.15\text{мм}$  и  $d=1\text{мм}$

Как видно из рис.2, *б*, в коротковолновой части диапазона, где существует многомодовый режим работы диэлектрической вставки, наблюдаются участки квазипостоянного уровня коэффициента излучения щели при малой величине коэффициента отражения (например, при  $\lambda \in [29.5 \div 31.5]$ ). В отличие от одномодового режима уровни коэффициента излучения оказываются достаточно низкими, что раскрывает возможность согласования на входе резонансной волноводно-щелевой решетки из таких элементов. Однако управление характеристиками одиночной щели проще обеспечить в части диапазона одномодового режима для вставки, где частотные зависимости являются более монотонными.

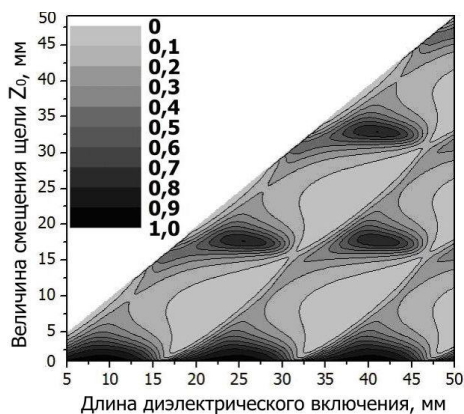
### Энергетические параметры волноводно-щелевого излучателя в одномодовом режиме диэлектрической вставки

Известно, что поперечная щель, в отличие от продольной, имеет ограниченные возможности изменения величины  $|S_\Sigma|^2$  за счет своего смещения относительно оси волновода. При наличии вставки появляется возможность управления коэффициентами отражения  $|S_{11}|^2$  и излучения  $|S_\Sigma|^2$  волноводно-щелевого излучателя путем изменения длины вставки при фиксированном значении  $\varepsilon$  и положения щели над вставкой. Для диэлектрической вставки с  $\varepsilon = 3$  было установлено, что подбором геометрических параметров рассматриваемой неоднородности можно изменять величину коэффициента излучения резонансной щели в пределах от нуля до значения, близкого к единице.

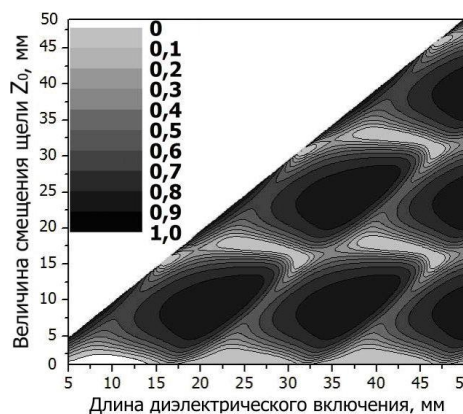
Показательно, что значение коэффициента  $|S_{\Sigma}|^2$ , близкое к единице, удается получить вблизи критической длины волны в полом волноводе. В подтверждение этого на рис. 3 в работе [2] приведены диапазонные характеристики волноводно-щелевого излучателя с параметрами:  $a=23\text{мм}$ ,  $b=10\text{мм}$ ,  $x_0 = a/2$ ,  $c=10.5\text{мм}$ ,  $z_0 = 0.75\text{мм}$ ,  $\varepsilon = 3.0$ ,  $2l = 16\text{мм}$  и  $d=1\text{мм}$ .

На частоте  $f = 6.74\text{ГГц}$  коэффициент  $|S_{\Sigma}|^2$  достигает значения 0.94 (здесь длина волны  $\lambda = 44.5\text{мм}$ , длина волны в волноводе с однородным диэлектрическим заполнением  $\lambda_g^{\varepsilon} \approx 31\text{мм}$ ). Заметим, что в этом случае резонансная длина щели оказалась равной  $0.55\lambda_g^{\varepsilon}$ .

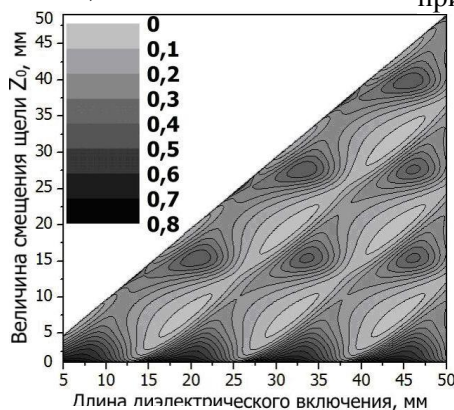
Диэлектрическое включение способно обеспечить увеличение уровня коэффициента излучения  $|S_{\Sigma}|^2$  за счет взаимного погашения волн, возбужденных щелью и отраженных от диэлектрической вставки (а также прошедших за вставку), что приводит к уменьшению коэффициентов отражения  $|S_{11}|^2$  и прохождения  $|S_{12}|^2$ . Возможно также и полное прохождение падающей волны за неоднородность «щель-диэлектрик». В этом случае волна, прошедшая за вставку, не гасится волной, возбужденной щелью, а напротив – усиливается ею. Другими словами, существует возможность реализации окна прозрачности для этой системы, что и наблюдается на рис.3 в [2] в окрестности частоты  $f = 9.0\text{ ГГц}$ .



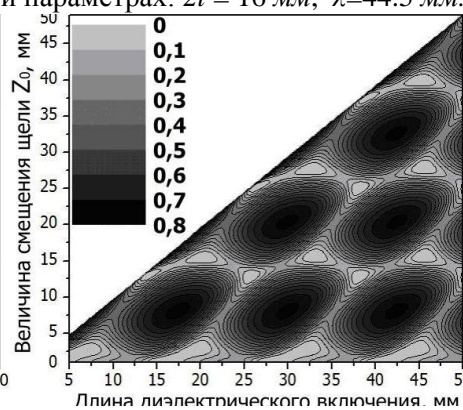
а - Коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2$  при параметрах:  $2l = 16\text{ мм}$ ,  $\lambda=44.5\text{ мм}$ .



б - Коэффициент отражения  $|S_{11}|^2$  при параметрах:  $2l = 16\text{ мм}$ ,  $\lambda=44.5\text{ мм}$ .



в - Коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2$  при параметрах:  $2l = 13\text{ мм}$ ,  $\lambda=38\text{ мм}$ .



г - Коэффициент излучения  $|S_{11}|^2$  при параметрах:  $2l = 13\text{ мм}$ ,  $\lambda=38\text{ мм}$ .

Рис.3. Влияние длины вставки и смещения щели  $Z_0$  на энергетические параметры волноводно-щелевого излучателя при  $a=23\text{ мм}$ ,  $b=10\text{ мм}$ ,  $x_0 = a/2$ ,  $\varepsilon = 3.0$ ,  $2l = 16\text{ мм}$  и  $d=1\text{ мм}$

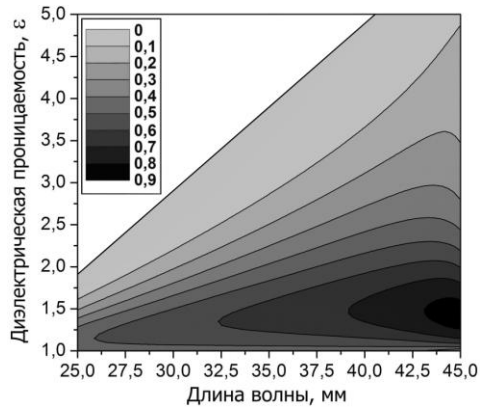
Энергетические параметры волноводно-щелевого излучателя согласно выражениям, приведенным в [2], являются периодическими функциями аргументов  $c$  и  $z_0$ . Эта периодичность была численно исследована на фиксированной длине волны  $\lambda = 44.5$  мм при геометрических размерах щели  $2l = 16$  мм,  $d = 1$  мм и  $a = 23$  мм,  $b = 10$  мм,  $x_0 = a/2$ ,  $\varepsilon = 3.0$ . Двумерные зависимости при изменении  $c \in [5; 50]$  мм и  $z_0 \in [0.6; c - 0.6]$  мм для коэффициентов излучения  $|S_\Sigma|^2$  и отражения  $|S_{11}|^2$  приведены на рис.3, а, б соответственно (в расчетах интервал для параметра  $z_0$  был выбран исходя из требования неравенства  $d/2 < z_0 < c - d/2$ ). Как видно из рисунка, зоны максимального излучения и минимального отражения наблюдаются для вставок с продольным размером  $c$ , кратным нечетному числу  $\lambda_g^\varepsilon/4$  для основной моды. Причем для этих зон расстояние  $z_0$  между центром щели и левой границей вставки должно быть кратно  $\lambda_g^\varepsilon/2$ . Эти закономерности подтверждаются аналогичными численными расчетами характеристик волноводно-щелевого излучателя и на других частотах (рис.3, в, г).

Следует отметить, что выявленные закономерности максимального излучения поперечной щели справедливы только в диапазоне одномодового режима возбуждения диэлектрической вставки. При увеличении значения  $\varepsilon$  и длины вставки ширина этого диапазона уменьшается. Представляет интерес, как изменяются по частоте энергетические характеристики волноводно-щелевого излучателя с изменением  $\varepsilon$  при условии, что во всех частотных точках  $c = \lambda_g^\varepsilon/4$  и длина щели  $2l = [0.471 - 0.046(\varepsilon - 1)]\lambda$ . Заметим, что используемое здесь выражение для аппроксимации длины щели было получено на основании предварительной оценки резонансной длины поперечной щели шириной  $d = 1$  мм, прорезанной в бесконечном волноводе сечением  $23 \times 10$  мм полностью заполненном диэлектриком, для интервала  $31 < \lambda < 33$  мм.

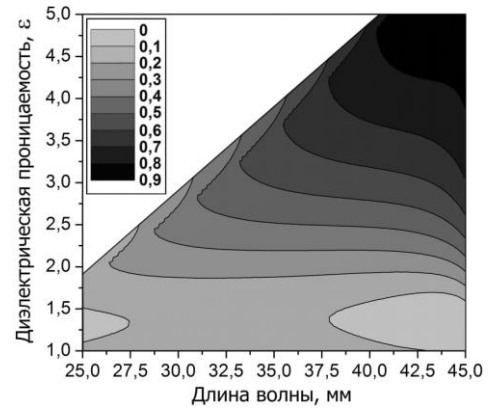
Такие характеристики в виде двумерных зависимостей приведены на рис.4, а, б. Здесь  $a = 23$  мм,  $b = 10$  мм,  $z_0 = 0.6$  мм,  $x_0 = a/2$ ,  $d = 1$  мм, а область частот при исследовании ограничена критической частотой волны типа  $H_{11}$  в диэлектрическом включении. Заметим, что  $z_0 = 0.6$  мм соответствует крайнему левому положению щели относительно диэлектрического включения, при котором наблюдается максимальное значение коэффициента излучения  $|S_\Sigma|^2$ . Как видно из результатов численного моделирования, условия максимального излучения для щели  $|S_\Sigma|^2 \approx 0.9$  реализуются в длинноволновой части рабочего (одномодового) диапазона полого прямоугольного волновода стандартного поперечного сечением при достаточно малых  $\varepsilon \in [1.25; 1.65]$ . Следует отметить, что при этом коэффициент излучения щели  $|S_\Sigma|^2 \geq 0.7$  достигим практически во всех точках рабочего диапазона волновода. Однако, как было ранее показано на рис.3, а для случая  $\varepsilon = 3.0$ , подобные условия излучения наблюдаются для щелей с более короткими длинами. При  $2l = 0.55\lambda_g^\varepsilon$  и сохранении остальных геометрических параметров, характеристики щелевого излучателя представлены на рис.4, в, г. С увеличением значения диэлектрической проницаемости диапазон частот одномодового режима волновода сужается и смещается к критической длине волны полого волновода. При этом для  $\varepsilon \geq 6.29$  одномодовый режим во вставке становится невозможным, поскольку критическая длина волны  $H_{11}$  превышает 46 мм – критическую длину волны в полом волноводе. В свою очередь, для каждого значения диэлектрической проницаемости из диапазона  $1 \leq \varepsilon < 6.29$  существует возможность подобрать длину щели такую, что для нее будет наблюдаться условие максимального излучения  $|S_\Sigma|^2 \approx 0.9$ . Причем это осуществимо только в



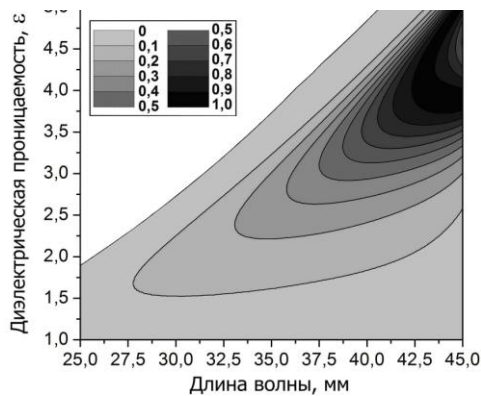
областях близких к критической длине волны полого волновода  $\lambda_{кр} = 46 \text{ мм}$ . Например, в случае  $\varepsilon = 1.3$  (рис.4, а) максимальный коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.9$  достигается на длине волны  $\lambda = 0.95\lambda_{кр}$ . При укорочении длины волны коэффициент излучения такой щели постепенно уменьшается до уровня  $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.5$  при  $\lambda = 26 \text{ мм}$ .



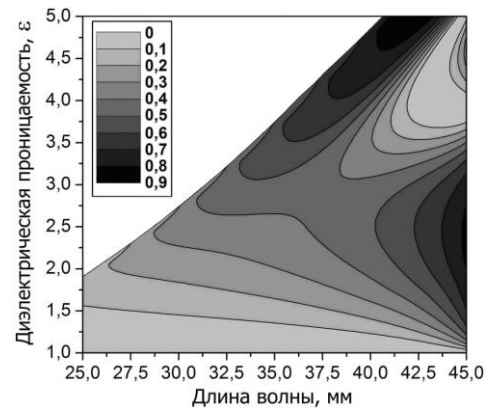
а - Коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2$ .



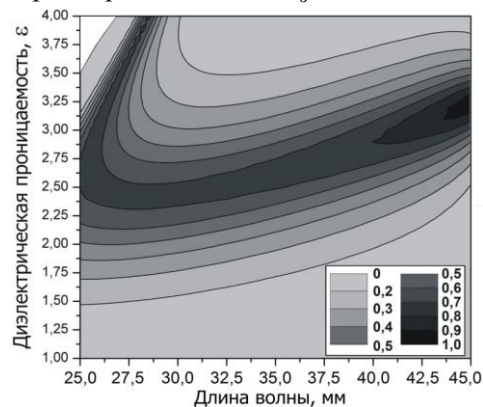
б - Коэффициент отражения  $|S_{11}|^2$ .



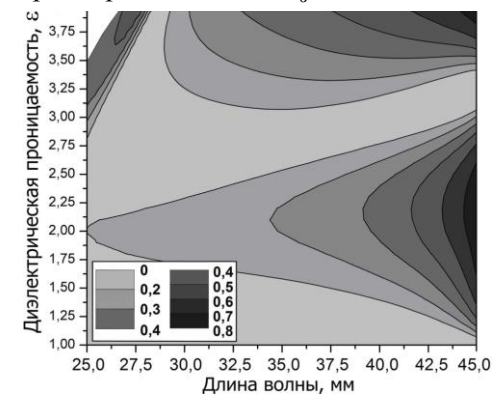
в - Коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2$  при параметрах:  $2l = 0.55\lambda_{\varepsilon}^{\varepsilon}$ ,  $b=10 \text{ мм}$ .



г - Коэффициент отражения  $|S_{11}|^2$  при параметрах:  $2l = 0.55\lambda_{\varepsilon}^{\varepsilon}$ ,  $b=10 \text{ мм}$ .



д - Коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2$  при параметрах:  $2l = \lambda_{\varepsilon}^{\varepsilon}/2$ ,  $b=7 \text{ мм}$ .



е - Коэффициент отражения  $|S_{11}|^2$  при параметрах:  $2l = \lambda_{\varepsilon}^{\varepsilon}/2$ ,  $b=7 \text{ мм}$ .

Рис. 4. Энергетические параметры волноводно-щелевого излучателя при условии одномодового режима в области вставки при  $a=23$  мм,  $c = \lambda_6^\varepsilon/4$ ,  $z_0 = 0.6$  мм,  $x_0 = a/2$ ,  $d=1$  мм

### Влияние высоты волновода на диапазонные свойства структуры

С целью обеспечения условий максимального излучения щели на более коротких длинах волн рабочего диапазона волновода были исследованы заниженные (низкопрофильные) волноводы. Действительно, уменьшение значения высоты волновода  $b$  приводит к уменьшению величины критической длины волны типа  $H_{11}$  и, следовательно, к расширению одномодового диапазона диэлектрического включения в сторону коротких длин волн. Это позволяет полагать, что для низкопрофильных волноводов условия высокого излучения щели в случаях  $2 \leq \varepsilon < 6.29$  могут проявляться и для более коротких длин волн, чем в случае волновода стандартного поперечного сечения. Результаты расчетов подтвердили такое предположение.

На рис.4,  $d$ ,  $e$  представлены двумерные зависимости энергетических характеристик щели длиной  $2l = \lambda_6^\varepsilon/2$  для высоты волновода  $b=7$  мм (при  $a=23$  мм,  $c = \lambda_6^\varepsilon/4$ ,  $x_0 = a/2$ ,  $z_0 = 0.6$  мм,  $d=1$  мм), подобные рассмотренным выше диапазонным зависимостям в волноводе стандартного поперечного сечения. Как видно из рисунков для такого заниженного волновода при диэлектрической проницаемости включения  $\varepsilon \in [2.3; 3.0]$  можно обеспечить значение коэффициента излучения щели  $|S_\Sigma|^2 \geq 0.8$  для любой длины волны в интервале рабочего диапазона полого волновода. Результат может быть получен и при дальнейшем занижении волновода с условием использования диэлектрического включения с более высоким значением  $\varepsilon$ .

### Энергетические параметры волноводно-щелевой секции

Проведенный анализ численных результатов подтвердил возможность управления энергетическими характеристиками волноводно-щелевого излучателя посредством локального диэлектрического включения. Для практических приложений важно доказать с помощью численного моделирования сохранение таких возможностей управления энергетическими параметрами щели и для случаев её излучения в объёмы, отличные от полупространства. В частности, в случае волноводной секции, изображенной на рис.1, получены следующие результаты.

В качестве примера на рис.5,  $a$ ,  $b$  представлены двумерные зависимости влияния длины вставки  $c$  и смещения щели  $z_0$  на энергетические характеристики волноводно-щелевой секции с параметрами:  $a=23$  мм,  $b=10$  мм,  $\lambda = 42.5$  мм,  $2l = 13$  мм,  $\varepsilon = 3.0$  и  $d=1$  мм.

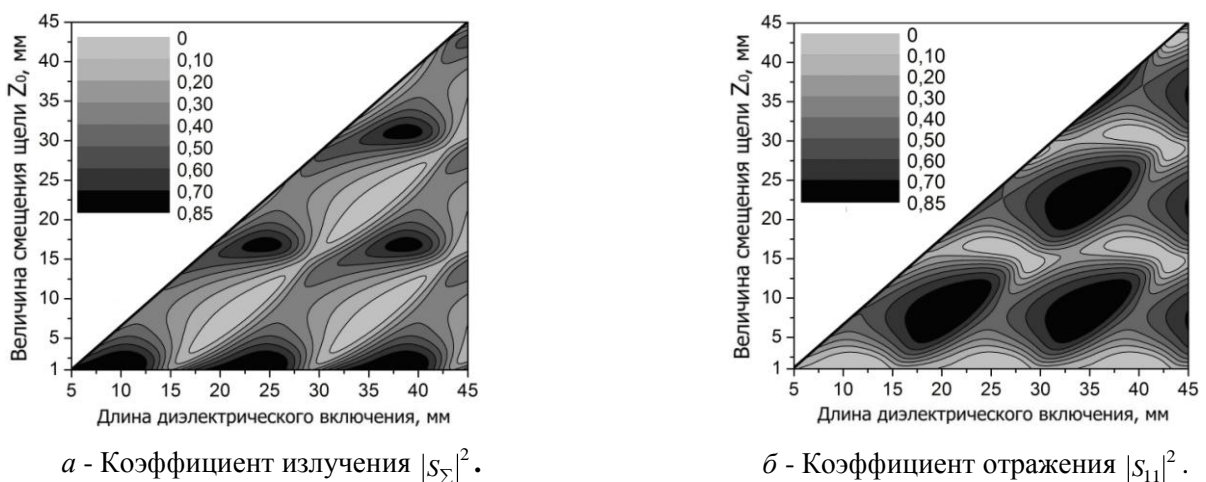
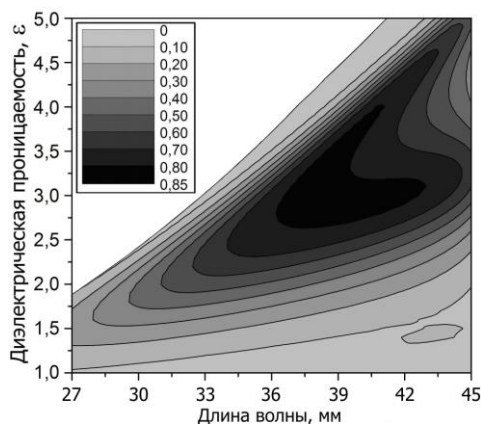
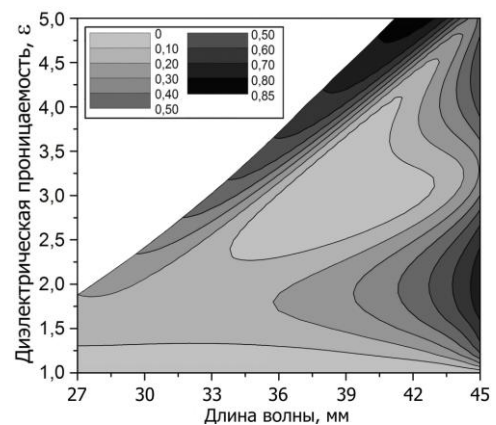


Рис.5. Влияние длины вставки и смещения щели  $z_0$  на энергетические параметры волноводно-щелевого излучателя при  $a=23$  мм,  $b=10$  мм,  $\lambda = 42.5$  мм,  $2l = 13$  мм,  $x_0 = a/2$ ,  $\varepsilon = 3.0$  и  $d=1$  мм

Здесь для удобства сопоставления результатов расчетов длина щели выбрана такая же, как и для случая волноводно-щелевого излучателя (рис.3, в, з), а длина волны была скорректирована с целью максимизации коэффициента передачи мощности во внешний волновод. В качестве внешнего здесь рассматривается полый прямоугольный волновод такого же поперечного сечения, как и возбуждаемый волновод с диэлектрическим включением. Поскольку в рассматриваемом случае  $|S_{13}|^2 = |S_{14}|^2$ , то для удобства анализа на рисунке приведены значения коэффициента  $|S_{\Sigma}|^2 = |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2$ . Как и в случае излучения щели в полупространство, зоны её максимального излучения и минимального отражения наблюдаются для вставок с продольным размером  $c$  кратным нечетному числу  $c = \lambda_g^\varepsilon/4$  и расстоянием  $z_0$  между центром щели и левой границей вставки кратным  $c = \lambda_g^\varepsilon/2$ . Отметим, что условия её максимального излучения здесь также реализуются только в длинноволновой части однодогового рабочего диапазона полых прямоугольных волноводов стандартного поперечного сечения. Расчеты показали, что в случае двух связанных волноводов максимально достижимая передаваемая мощность щели оказывается несколько меньше чем максимальная мощность, излучаемая щелью в полупространство. Например, на длине волны  $\lambda = 42.5$  мм для щели длиной 13 мм во внешний волновод передается меньшая мощность  $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.85$ , чем мощность излучения в полупространство  $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.95$  щели длиной 16 мм при  $\lambda = 44.5$  мм. Подобная картина сохраняется и при введении диэлектрической вставки во внешний волновод. Однако при этом наблюдается возможность смещения этого уровня в область более коротких длин волн по сравнению со случаем полого внешнего волновода. В качестве примера на рис.6, а,б представлены двумерные зависимости энергетических характеристик волноводно-щелевой секции при условии однодогового режима в области идентичных вставок в обоих волноводах с одинаковым поперечным сечением при  $a=23$  мм,  $c = \lambda_g^\varepsilon/4$ ,  $z_0 = 0.6$  мм,  $x_0 = a/2$ ,  $2l = 0.45\lambda_g^\varepsilon$ ,  $d=1$  мм. Как видно из рисунка, уровень  $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.85$  может быть обеспечен на длине волны  $\lambda \approx 39$  мм при  $\varepsilon = 3$ .



а - Коэффициент излучения  $|S_{\Sigma}|^2$  при ширине волновода  $b = 10$  мм



б - Коэффициент отражения  $|S_{11}|^2$  при ширине волновода  $b = 10$  мм

Рис.6. Влияние длины вставки и смещения щели  $z_0$  на энергетические параметры волноводно-щелевого излучателя при  $a=23$  мм,  $c = \lambda_g^\varepsilon/4$ ,  $z_0 = 0.6$  мм,  $2l = 0.45\lambda_g^\varepsilon$ ,  $d=1$  мм

Как показывают расчеты, дальнейшее уменьшение резонансной длины волны волноводно-щелевого устройства можно обеспечить, используя в его конструкции низкопрофильные волноводы.



## Выводы

На основании исследований диапазонных характеристик волноводно-щелевого излучателя при различных вариантах его геометрической конфигурации и значениях диэлектрической проницаемости локальной вставки доказана возможность управления в широких пределах величинами его энергетических параметров (коэффициентов излучения и отражения). В частности, установлено, что зоны максимального излучения и минимального отражения наблюдаются для вставок с продольным размером  $c$  кратным нечетному числу  $\lambda_g^e/4$ . Причем для этих зон расстояние  $z_0$  между центром щели и левой границей вставки должно быть близко к  $d/2$  или кратно  $\lambda_g^e/2$  (если второе условие может быть физически выполнено). Также выявлено, что условия максимального излучения щели могут быть реализованы только в длинноволновой части одномодового диапазона полого прямоугольного волновода стандартного поперечного сечения. С целью обеспечения условий максимального излучения щели на более коротких длинах волн могут быть использованы заниженные (низкопрофильные) волноводы. Для случая волноводно-щелевой секции (при излучении щели в прямоугольный волновод с диэлектрической вставкой) подтверждены возможности управления энергетическими характеристиками волноводного устройства с помощью изменения параметров диэлектрических включений.

**Список литературы:** 1. Яцук, Л.П., Бердник, С. Л., Катрич, В. А. Энергетические характеристики щели в волноводе с диэлектрической вставкой конечной длины // Радиоэлектроника. – 2007. – №11 – С.44-55. 2. Яцук, Л.П., Пенкин, Д.Ю. Дифракция волны типа  $H_{10}$  на поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода с локальным диэлектрическим включением // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – Т.15, № 4 – С. 434-441. 3. Фельд, Я.Н, Бененсон, Л.С. Антенно-фидерные устройства. – М. : Изд-во ВВИА им Н.Е. Жуковского, 1959. – Ч.2. – 551с. 4. Penkin, D.Yu., Yatsuk, L.P. The Output Performance of Cross Slot in Rectangular Waveguide with Dielectric Insetion of Finite Length // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter waves, 2010. – A14 – <http://www.ire.kharkov.ua/>.

*Харьковский национальный университет  
имени В.Н. Каразина*

*Поступила в редколлегию 15.09.2012*