

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ВОЛНОВОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ EBG СТРУКТУРЫ

С.Е. Банков¹, М.Д. Дупленкова²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Особое конструкторское бюро МЭИ

Получена 1 апреля 2009 г.

Методом конечных элементов анализируются элементы волноводного тракта на основе EBG структуры из плоского волновода с решеткой металлических цилиндров. Рассматриваются различные переходы с прямоугольного металлического волновода на EBG волновод, исследуются возможности улучшения согласования за счет использования индуктивной и емкостной диафрагм, а также за счет сдвига плоскости волноводного сочленения. Исследуются переходы с EBG волновода на полосковую и коаксиальную линии, а также переходы между EBG волноводами, расположенными на разных слоях. Рассмотренные устройства оптимизируются с целью повышения их показателей качества.

Ключевые слова: EBG-волновод, численное моделирование в электродинамике.

1. Постановка задачи

Интерес к волноводным устройствам на основе EBG структур обусловлен новыми возможностями, которые они предоставляют как с точки зрения улучшения электрических характеристик устройств, так и с точки зрения повышения их технологичности. Данное направление развивается применительно к оптическому [1] и микроволновому диапазонам [2]. В микроволновом диапазоне большой интерес представляют волноводы на

основе EBG структуры (EBG волновода) выполненной в виде двумерной решетки из металлических цилиндров, размещенных внутри плоского волновода [3]. В работе [3] предложен эффективный метод теоретического и численного анализа неоднородных EBG структур – метод компенсирующих источников. В работе [4] исследована основная волна EBG волновода, а в работе [5] представлены результаты теоретического и экспериментального исследования ряда простейших элементов.

Целью данной работы является исследование элементов на основе EBG волноводов, имеющих более сложную структуру, чем элементы, рассмотренные в [5]. К их числу относятся, имеющие большое практическое значение, переходы, связывающие EBG волноводы с другими линиями передачи: металлическим волноводом, а также полосковой и коаксиальной линиями.

В упомянутых выше работах устройства на основе EBG волноводов имели двумерную, однослойную структуру. Новые возможности представляют трехмерные, многослойные структуры, образованные набором плоских волноводов с решетками, имеющих общие металлические экраны. Связь между слоями обеспечивается применением специальных межслойных переходов, которые также рассматриваются в данной работе.

Устройства, о которых говорилось выше, не могут моделироваться с помощью метода компенсирующих источников, поэтому для их анализа необходимо использовать общие подходы такие, например, как метод конечных элементов. Этот метод реализован в системе HFSS [6]. Особенностью HFSS и других систем электродинамического моделирования является то, что анализируемый многополюсник не может иметь выхода в виде периодического волновода, частным видом которого является EBG волновод. Поэтому в исследуемое устройство приходится вводить дополнительные элементы в виде переходов на стандартные линии передачи, которые имеют неидеальные параметры и не позволяют непосредственно рассчитывать матрицу рассеяния устройства с выходами в виде EBG

волноводов. Для извлечения информации об исследуемом устройстве необходимо использовать дополнительную обработку результатов численных расчетов с целью исключения влияния указанных переходов. Способы обработки численных результатов рассматриваются в данной работе.

2. Переходы EBG волновод – металлический волновод

Структура модели, использованной для численного анализа, показана на рис. 1.

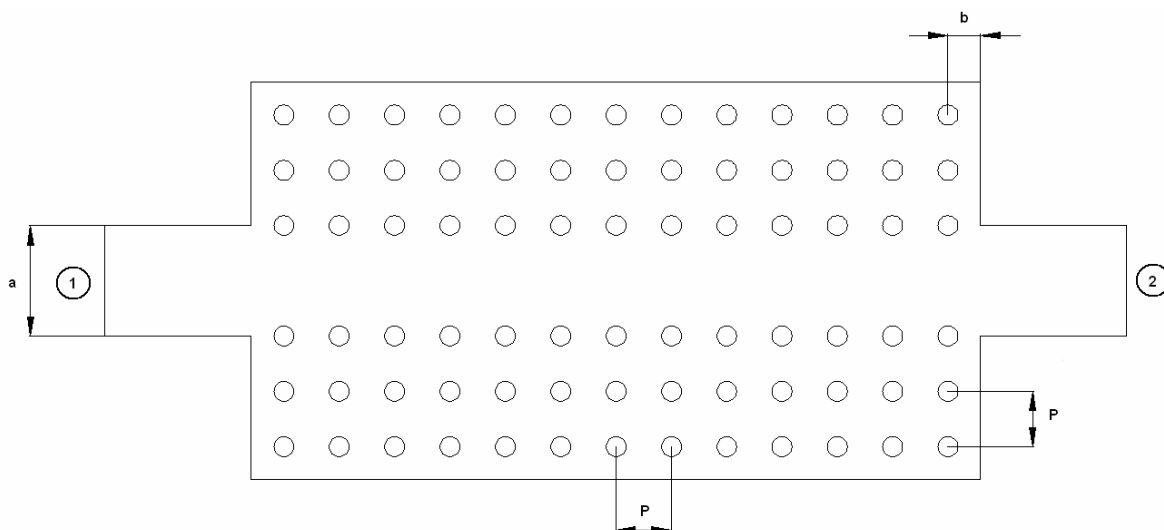


Рис. 1. Модель для исследования перехода волновод – EBG волновод

Вообще говоря, нас интересует матрица рассеяния сочленения EBG волновода с металлическим волноводом. В тоже время, структура изображенная на рис. 1 включает в себя два сочленения, соединенных отрезком EBG волновода. Такое усложнение анализируемой структуры связано с отмеченной выше невозможностью установить порт в сечении периодического волновода.

На первом этапе исследования мы изучим влияние на характеристики перехода двух параметров: ширины металлического волновода a и положения плоскости сочленения волноводов двух типов, которое характеризуется расстоянием b (см. рис. 1). Диаметр цилиндров,

образующих периодическую структуру был принят равным 5 (здесь и далее все размеры приводятся в миллиметрах). Этот выбор определяется практическими соображениями, так как латунные цилиндры с таким диаметром являются стандартными изделиями и очень удобны для использования в диапазоне 8-12 ГГц. Следует также отметить, что их высота - h совпадает с высотой стандартного металлического волновода сечением 23x10. Численные расчеты показали, что наилучшее согласование перехода достигается при равенстве высот волноводов. Поэтому использование стандартных цилиндров оказывается оптимальным с точки зрения выбора высоты EBG волновода.

Отметим, что выбор положения плоскости сочленения двух волноводов обычно не влияет на модули элементов матрицы рассеяния их сочленения. В случае, когда один из волноводов является периодическим ситуация меняется, так как существенным фактором становится положение плоскости сочленения относительно элементов периодической решетки. Поэтому исследование влияния расстояния b на характеристики перехода оказывается в нашем случае актуальной задачей.

Предварительно период EBG структуры P был выбран из условия максимальной близости постоянных распространения стандартного металлического волновода и EBG волновода в диапазоне частот 8-12 ГГц [5]. Обычно близость постоянных распространения обеспечивает наилучшее согласование волноводов. В последствии численные расчеты подтвердили справедливость этого предположения и период P оставался неизменным и равным 12.5.

На рис. 2 а-г показаны графики частотной зависимости модуля коэффициента отражения модели (см. рис. 1) с двумя переходами, соответствующие разным значениям ширины металлического волновода $a = 21, 22, 23, 24$. Расстояние b равно половине периода P . Таким образом, длина EBG волновода, соединяющего переходы кратна целому числу периодов N . Параметр N был принят равным тринадцати.

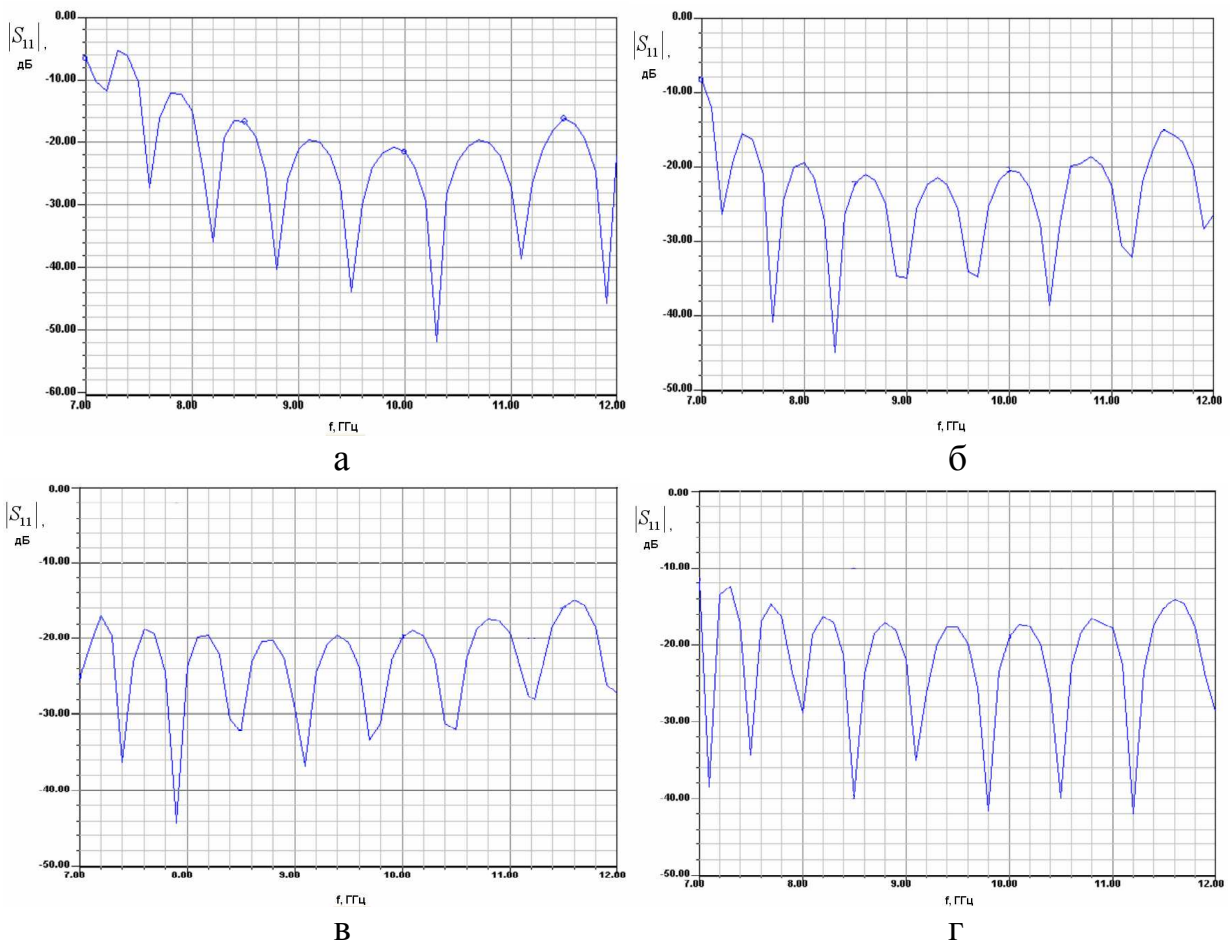


Рис. 2. Частотные характеристики модели для исследования перехода волновод – EBG волновод

Кривые на рис. 2 носят осциллирующий характер типичный для двух четырехполюсников, соединенных волноводом достаточно большой длины. Перед нами стоит задача определения по матрице рассеяния численной модели $S_{м}$ матрицу рассеяния одного перехода S . Изложим эту процедуру подробно. Отметим, что с небольшими изменениями она может использоваться для других устройств, рассмотренных в работе.

Для дальнейшего анализа нам будет полезна эквивалентная схема модели, показанная на рис. 3.

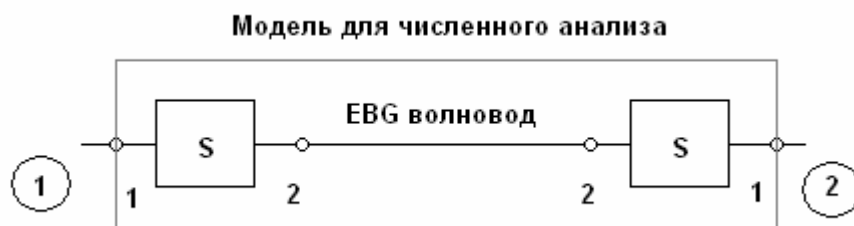


Рис. 3. Эквивалентная схема модели перехода волновод – EBG волновод

Она состоит из двух переходов, условно обозначенных прямоугольниками, и отрезка EBG волновода. Элементы матрицы рассеяния модели S_{m11} и S_{m12} можно выразить следующим образом [7]:

$$S_{m11} = S_{11} + \frac{S_{12}^2 S_{22} \exp(-2i\beta L)}{1 - S_{11} S_{22} \exp(-2i\beta L)}, \quad (1)$$

$$S_{m12} = \frac{S_{12}^2 \exp(-i\beta L)}{1 - S_{11} S_{22} \exp(-2i\beta L)},$$

где $S_{i,j}$ $i, j = 1, 2$ - элементы неизвестной матрицы рассеяния перехода, β - постоянная распространения EBG волновода, а L - его длина. Формулы в (1) записаны в предположении о взаимности переходов. Для достаточно хорошо согласованных переходов, которым мы относим переходы с коэффициентами отражения по модулю меньшими 0.1 знаменатель в формулах (1) мало отличается от единицы. В этом случае соотношения (1) можно записать в простой форме:

$$S_{m11} = S_{11} + S_{12}^2 S_{22} \exp(-2i\beta L), \quad (2)$$

$$S_{m12} = S_{12}^2 \exp(-i\beta L).$$

Дальнейшее упрощение формул (2) связано с тем, что коэффициент передачи хорошо согласованного перехода S_{12} отличается по модулю от единицы во втором порядке малости. Поэтому можно приближенно записать соотношение:

$$S_{12} = \exp(i\varphi_{12}), \quad (3)$$

где φ_{12} - фаза коэффициента передачи. Отметим, что фазы элементов матрицы рассеяния перехода в предположении об отсутствии у него тепловых потерь удовлетворяют следующему равенству [7]:

$$\varphi_{11} + \varphi_{22} = 2\varphi_{12} \pm \pi, \quad (4)$$

где $\varphi_{11}, \varphi_{22}$ - фазы коэффициентов отражения S_{11}, S_{22} . Параметры S_{11}, S_{22} у четырехполюсника без потерь равны по модулю:

$$|S_{11}| = |S_{22}|. \quad (5)$$

Считаем, что постоянная распространения ЕВГ волновода известна. В работе [4] показано, что она с большой точностью может быть определена по методу компенсирующих источников.

С учетом соотношений (3)-(5) для модуля коэффициента отражения модели S_{m11} можно записать соотношение:

$$|S_{m11}| = 2|S_{11}|\sin(\beta L - \varphi_{22}). \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что модуль S_{m11} обращается в нуль при выполнении равенства:

$$\varphi_{22} = \beta(f_n)L - \pi n, \quad n = 0, 1, \dots, \quad (7)$$

где f_n - частоты, на которых $|S_{m11}|$ обращается в нуль. Их можно определить из результатов численных расчетов. Частоты f_n для волновода с $a = 22$ приведены в табл. 1 в гигагерцах. При записи f_n возникает проблема идентификации индекса n , которую мы обсудим позднее.

Наличие двух массивов данных $\varphi_{22}(f_n)$ и f_n позволяет методами теории аппроксимации построить непрерывную функцию $\varphi_{22}(f)$. Нами использовалась кубическая сплайн аппроксимация. Применение такого подхода оправданно только для функций, которые медленно меняются на интервалах между частотами f_n . Это условие всегда может быть удовлетворено за счет увеличения длины ЕВГ волновода.

Следующий этап – определение фазы φ_{12} . Ее можно найти из второго уравнения (2):

$$\varphi_{12} = \frac{\varphi_{m12} - \beta L}{2}, \quad (8)$$

где φ_{m12} - фаза коэффициента передачи S_{m12} . Фазу φ_{11} находим из уравнения (4).

Мы видим, что при использовании соотношения (4) возникает проблема выбора знака перед слагаемым π , а в случае формулы (7) индекса n . Для решения этих проблем зададимся интервалом определения фаз $\varphi_{i,j}$, $i, j = 1, 2$:

$$-\pi \leq \varphi_{i,j} \leq \pi. \quad (9)$$

Также потребуем, чтобы фазы правой и левой частей первого уравнения (2) совпадали друг с другом. Из этих двух требований удастся однозначно найти значения индекса n и определить знак в (4). Окончательные значения n приведены в табл. 1.

Таблица 1

| n | f_n |
|-----|--------|
| 3 | 7.23 |
| 4 | 7.71 |
| 5 | 8.295 |
| 6 | 8.95 |
| 7 | 9.67 |
| 8 | 10.395 |
| 9 | 11.155 |
| 10 | 11.93 |

После того как все фазы найдены, не составляет труда найти модуль коэффициента отражения $|S_{11}|$ из первого уравнения (2). Результаты для частотных характеристик элементов матрицы рассеяния перехода для случая $a = 22$ показаны на рис. 4,5. На рис. 4 представлена зависимость фазы от частоты. Кривые 1-3 соответствуют φ_{11} , φ_{22} и φ_{12} . На рис. 5 показана зависимость модуля коэффициента отражения перехода, выраженного в децибелах, от частоты.

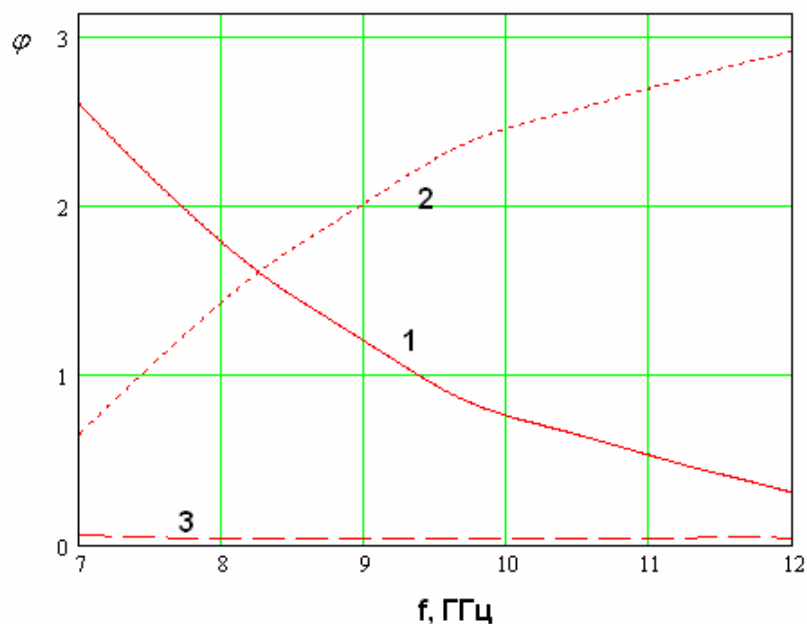


Рис. 4. Зависимости фаз элементов матрицы рассеяния перехода волновод – EBG волновод от частоты

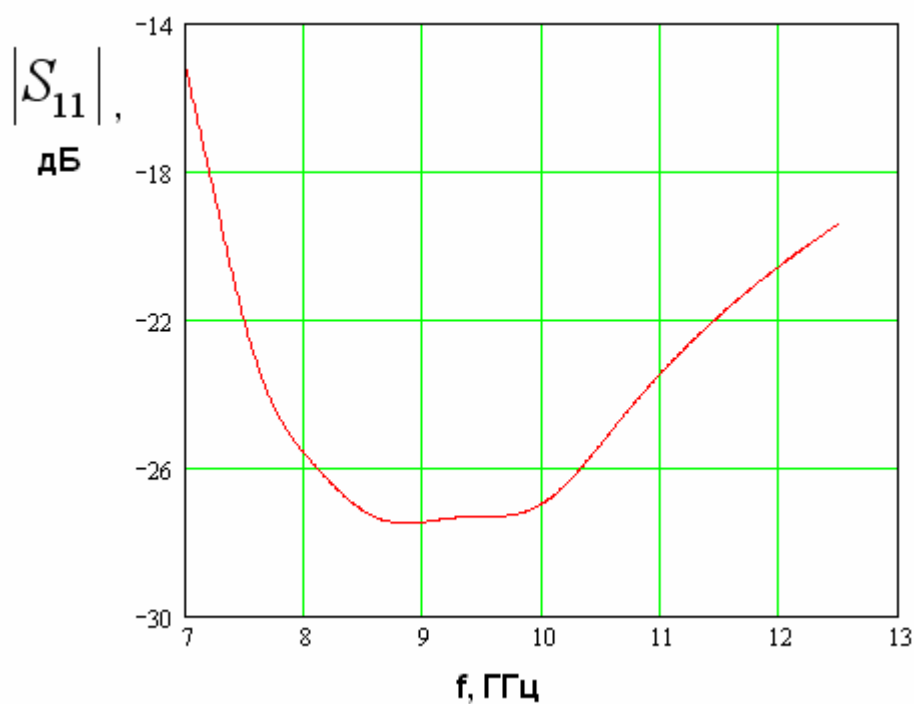


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента отражения перехода волновод – EBG волновод от частоты

Следующий этап исследование перехода: смещение плоскости сочленения волноводов. На рис. 6 показана частотная зависимость модуля коэффициента отражения перехода. Кривые 1-3 соответствуют $b = 6.25, 4.25, 2.5$, $a = 23$. Из рис. 6 видно, что лучшее согласование достигается, когда расстояние от центра крайнего цилиндра до плоскости

сочленения равно 4.25, то есть на два миллиметра меньше половины периода EBG структуры. Графики на рис. 6 получены после обработки численных данных в соответствии с методикой описанной выше. Сдвиг плоскости сочленения позволил расширить полосу согласования перехода. Если для исходного положения (кривая 1) полоса согласования по уровню -25 дБ составляла 2.7 ГГц, то после смещения она увеличилась до 3.7 ГГц.

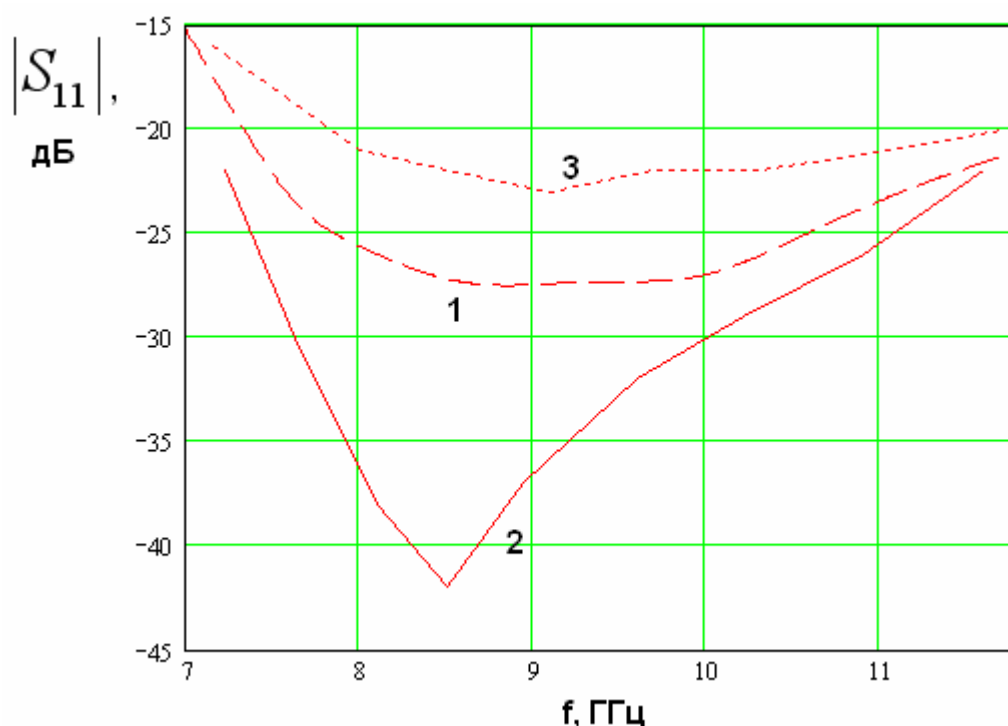


Рис. 6. Зависимость модуля коэффициента отражения перехода волновод – EBG волновод от частоты при разных положениях плоскости сочленения

Следующий этап исследования перехода: анализ возможностей его согласования с помощью реактивных диафрагм. Модель, использованная при численном решении в случае емкостной диафрагмы, показана на рис. 7, а на рис. 8 в случае индуктивной диафрагмы. При проведении оптимизации устройства мы предполагали, что плоскость сочленения не обязательно должна совпадать с плоскостью включения диафрагмы.

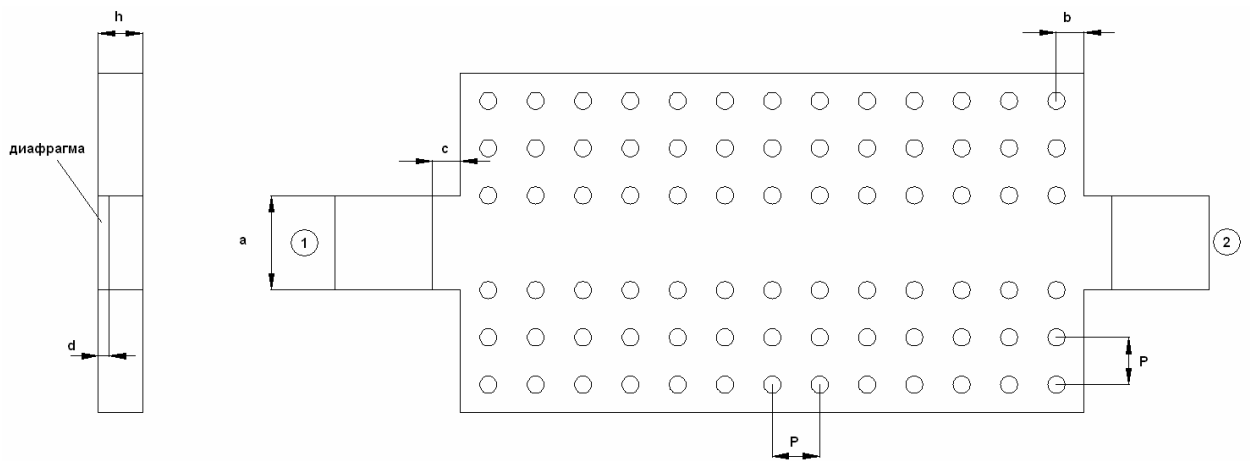


Рис. 7. Модель для исследования перехода волновод – EBG волновод с емкостной диафрагмой

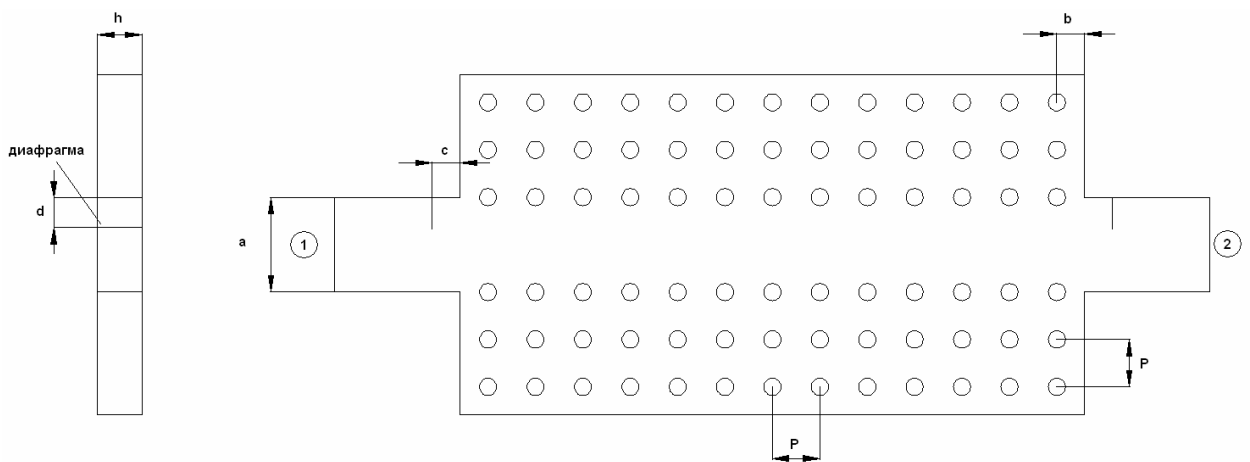


Рис. 8. Модель для исследования перехода волновод – EBG волновод с индуктивной диафрагмой

Исследование переходов данного типа показало, что лучшие результаты получаются с емкостными диафрагмами, когда они расположены в плоскости сочленения волноводов, то есть при $c = 0$. На рис. 9 показаны зависимости от частоты модуля коэффициента отражения модели при разных значениях размера диафрагмы $d = 1, 2, 3$, которым соответствуют кривые 1-3. Параметр b при этом был равен 4.25. Ширина металлического волновода a равна 23, что соответствует размеру стандартного волновода. Период решетки и диаметр цилиндров такие же, как в случае перехода без диафрагм.

После обработки численных данных были получены частотные зависимости элементов матрицы рассеяния перехода с емкостной диафрагмой. На рис. 10 представлена кривая частотной зависимости модуля коэффициента отражения для оптимального значения $d = 2$. Видно, что

использование диафрагмы дополнительно увеличивает полосу согласования перехода по уровню – 25 дБ, которая теперь превышает значение 4.5 ГГц.

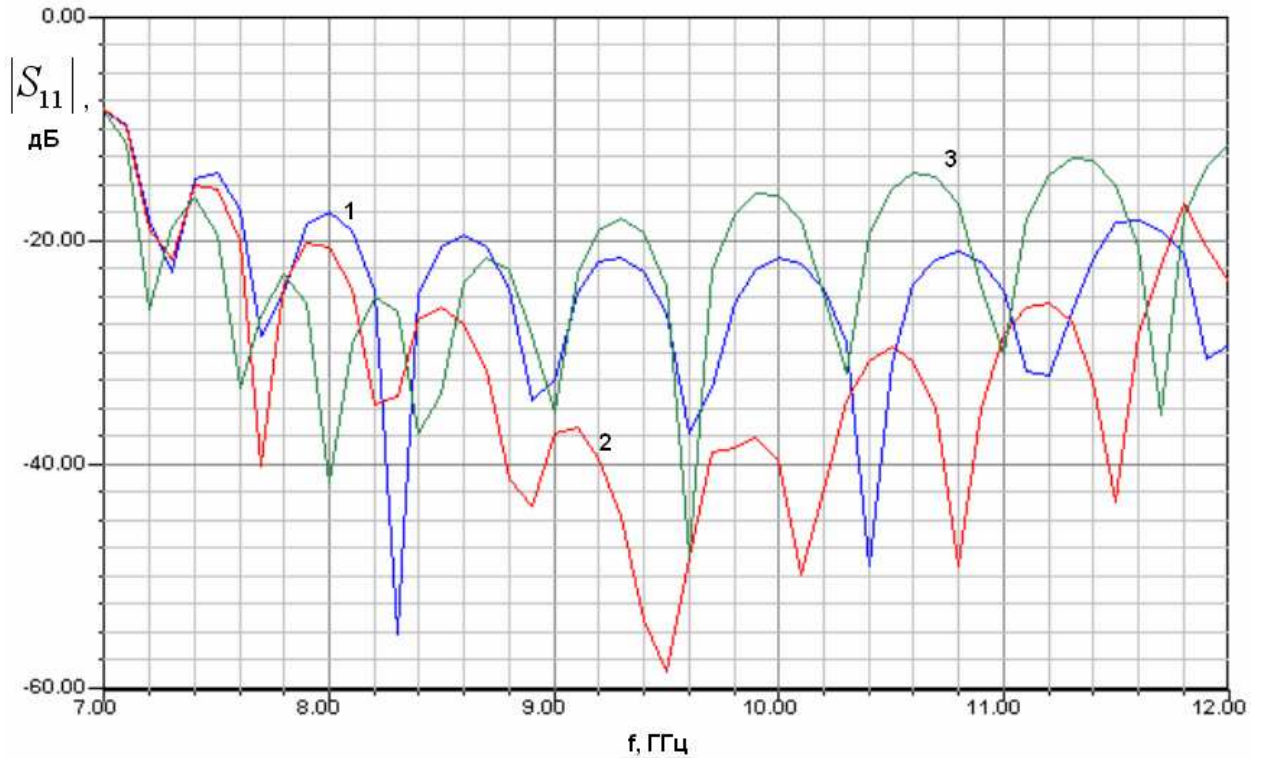


Рис. 9. Зависимости модуля коэффициента отражения модели перехода волновод – EBG волновод с емкостной диафрагмой от частоты при разных размерах диафрагмы

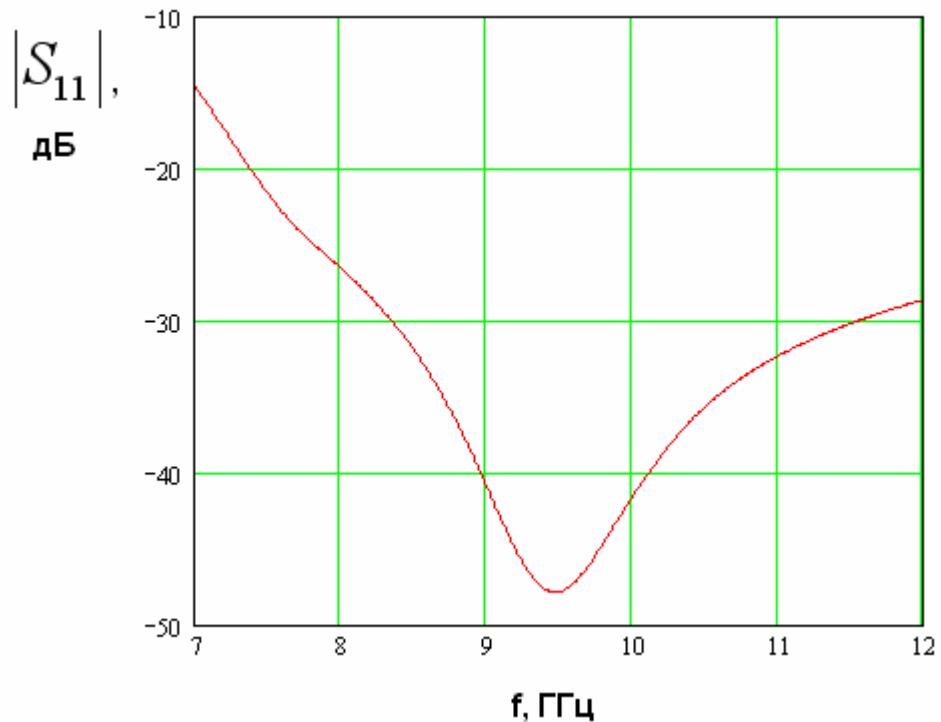


Рис. 10. Зависимость модуля коэффициента отражения перехода волновод – EBG волновод с емкостной диафрагмой от частоты

Использование индуктивной диафрагмы дает существенно более узкую полосу согласования. Пример частной характеристики перехода в этом случае приведен на рис. 11. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты получена для $c = 9$, $d = 1$, $b = 6.5$. Сужение полосы согласования связано с тем, что индуктивную диафрагму приходится размещать на значительном расстоянии от плоскости сочленения волноводов, что всегда усиливает частотную зависимость параметров устройства.

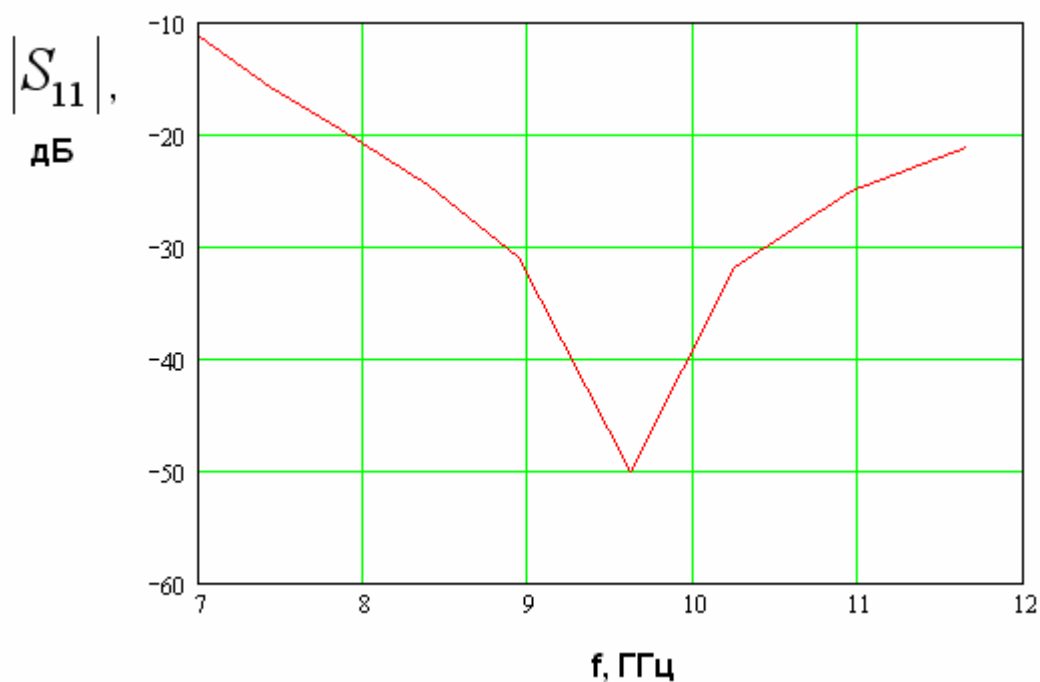


Рис. 11. Зависимость модуля коэффициента отражения перехода волновод – EBG волновод с индуктивной диафрагмой от частоты

3. Межслойные переходы

Были рассмотрены два типа межслойных переходов: сонаправленный и противонаправленный. Конструкция модели, использованной для численного исследования сонаправленного перехода показана на рис. 12. Видно, что волны в плечах 1 и 2 при условии их согласования распространяются в одинаковых направлениях, что служит основанием для классификации перехода как сонаправленного. Ниже будет показано, что в

противонаправленном переходе волны в разных плечах движутся в противоположных направлениях.

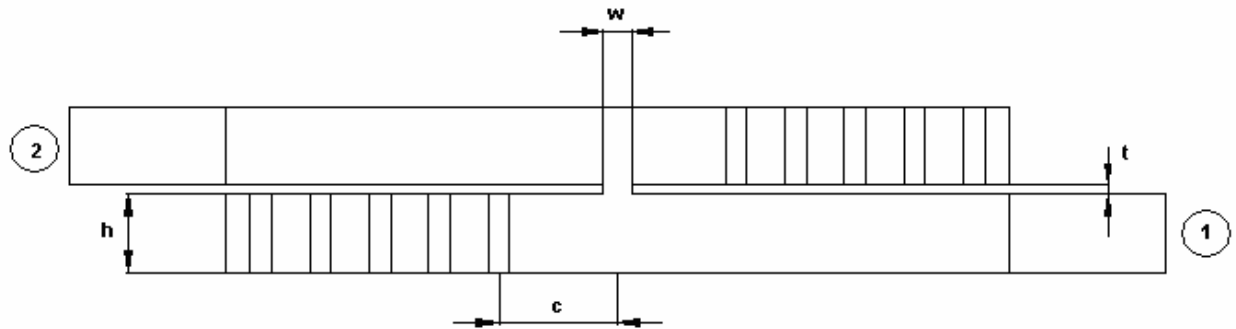


Рис. 12. Модель сонаправленного межслойного перехода

Рассматриваемый межслойный переход образован двумя полубесконечными EBG волноводами, расположенными на разных уровнях. Они разделены общим металлическим экраном толщиной t . Связь волноводов обеспечивается за счет щели связи, которая имеет ширину w и длину L_s . Нижний волновод «закорочен» слева цилиндрами EBG структуры, а верхний волновод «закорочен» справа. По этой причине в конструкции перехода присутствуют два короткозамкнутых шлейфа длиной c .

В функционировании межслойных переходов обоих типов можно выделить два режима, которые существенно отличаются друг от друга. Смена режима работы зависит от высоты плоского волновода $2h + t$, который образуется в области щели связи. В этом волноводе кроме основной Т-волны возбуждаются также высшие типы волн. Первый высший тип волны имеет критическое значение высоты равно половине длине волны в среде, которая заполняет волновод. Если параметр $2h + t$ превышает критическое значение, то рассматриваемая волна становится распространяющейся, в противном случае она является нераспространяющейся, запердельной. Режим распространения волны определяет режимы функционирования перехода, которые можно назвать режимами распространения и запираения. По аналогии с работой [8], в которой рассматривался межслойный переход квазиоптического типа.

Обработка численных результатов для межслойных переходов имеет ряд особенностей. Они связаны с тем, что теперь мы можем считать, что матрица рассеяния перехода металлический волновод – EBG волновод известна. Выразим в приближении малых коэффициентов отражения коэффициенты отражения и прохождения модели через известные элементы матрицы рассеяния перехода волновод – волновод и неизвестные S – параметры межслойного перехода:

$$\begin{aligned} S_{.m11} &= \exp(-2i\beta L + 2i\varphi_{n12} + i\varphi_{11}) \left(|S_{11}| \pm 2|S_{n11}| \sin(\varphi_{n22} + \varphi_{12} - 2\beta L) \right), \\ S_{.m12} &= \exp(-2i\beta L + 2i\varphi_{n12} + i\varphi_{12}), \end{aligned} \quad (10)$$

где L - расстояние от входа модели до отсчетной плоскости межслойного перехода, которая расположена в центре щели связи. Индекс p в (10) означает, что данный параметр относится к переходу волновод – волновод. Параметры рассеяния межслойного перехода даны без индексов. Выражения (10) получены при условии взаимности и отсутствия тепловых потерь в модели. Переменные знаки \pm появились в (10) из соотношения, связывающего фазы четырехполюсника без потерь:

$$\varphi_{12} = \varphi_{11} \pm \frac{\pi}{2}. \quad (11)$$

Из второго уравнения (10) сразу можно найти фазу коэффициента прохождения через межслойный переход φ_{12} :

$$\varphi_{12} = \varphi_{.m12} + 2\beta L - 2\varphi_{n12}. \quad (12)$$

Далее из первого уравнения (10) не составляет труда определить знак в формуле (10) и модуль коэффициента отражения межслойного перехода:

$$|S_{11}| = |S_{.m11}| \mp 2|S_{n11}| \sin(\varphi_{n22} + \varphi_{12} - 2\beta L). \quad (13)$$

При проведении численных расчетов мы использовали два значения высоты плоского волновода h равные 5 и 10. При $h = 5$ реализуется режим запираания, а при $h = 10$ режим распространения. Отметим, что в режиме распространения переходы имеют существенно более узкие полосы рабочих

частот, в которых они хорошо согласованы. На рис. 13, 14 показаны типичные зависимости модуля коэффициента отражения от частоты модели сонаправленного перехода в режиме распространения. Кривые получены для следующих параметров: $w = 7$, $h = 10$, $t = 1$. Графики на рис. 13 соответствуют $L_s = 19$, $c = 2P$, а на рис. 14 $L_s = 21$, $c = 1.5P$. Объяснение относительно узкой полосы согласования перехода связано с необходимостью использования весьма длинных короткозамкнутых шлейфов.

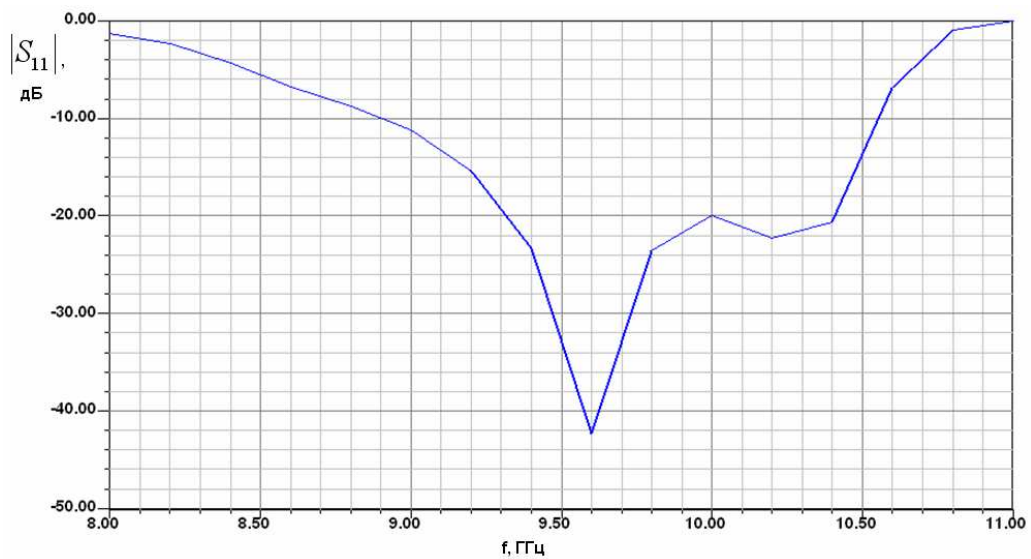


Рис. 13. Частотная характеристика модели сонаправленного межслойного перехода в режиме распространения при настройке на частоту 10 ГГц

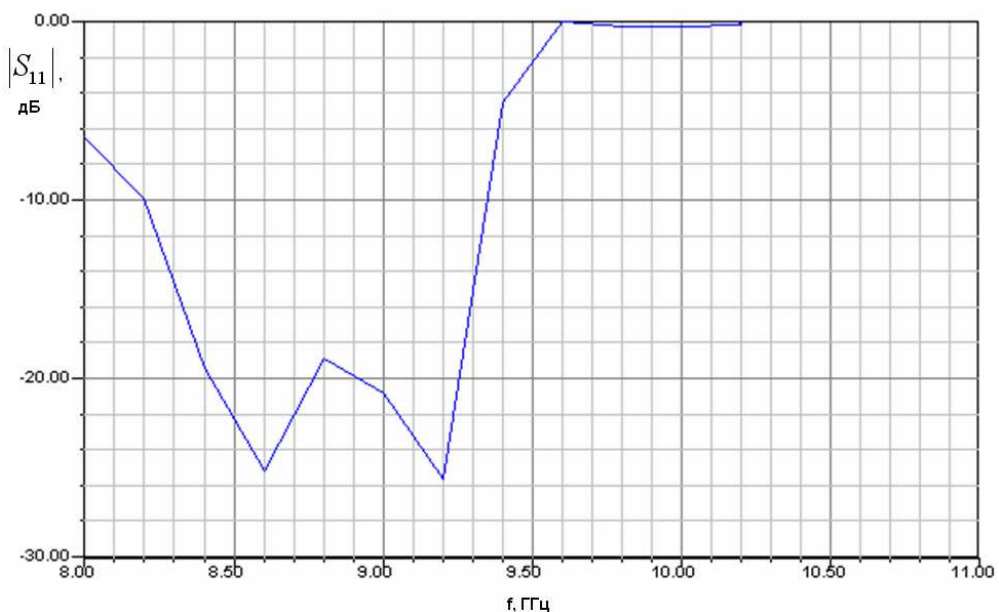


Рис. 14. Частотная характеристика модели сонаправленного межслойного перехода в режиме распространения при настройке на частоту 8.8 ГГц

На рис. 15,16 показана частотная зависимость модуля коэффициента отражения модели сонаправленного перехода в режиме запирания ($h = 5$). Кривые 1-3 на рис. 15 получены для $w=1, 2, 3$, $L_s=27$, $c=6.5$, а кривые 1-3 на рис. 16 для $w=2$, $L_s=27,28,29$, $c=6.5$. Лучшее согласование достигается при $w=2$, $L_s=29$. Оптимальным параметрам соответствует рис. 17, на котором показан модуль коэффициента сонаправленного перехода как функция частоты. Она была получена в результате обработки численных данных. Видно, что переход согласован по уровню -20 дБ в полосе около 3 ГГц.

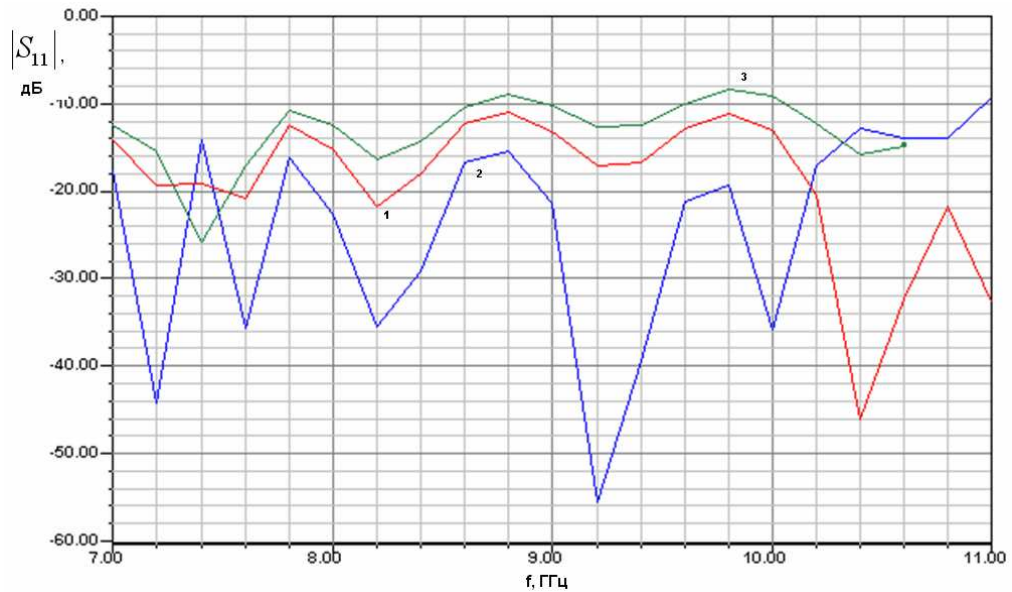


Рис. 15. Частотная характеристика модели сонаправленного межслойного перехода в режиме запирания при разной ширине щели

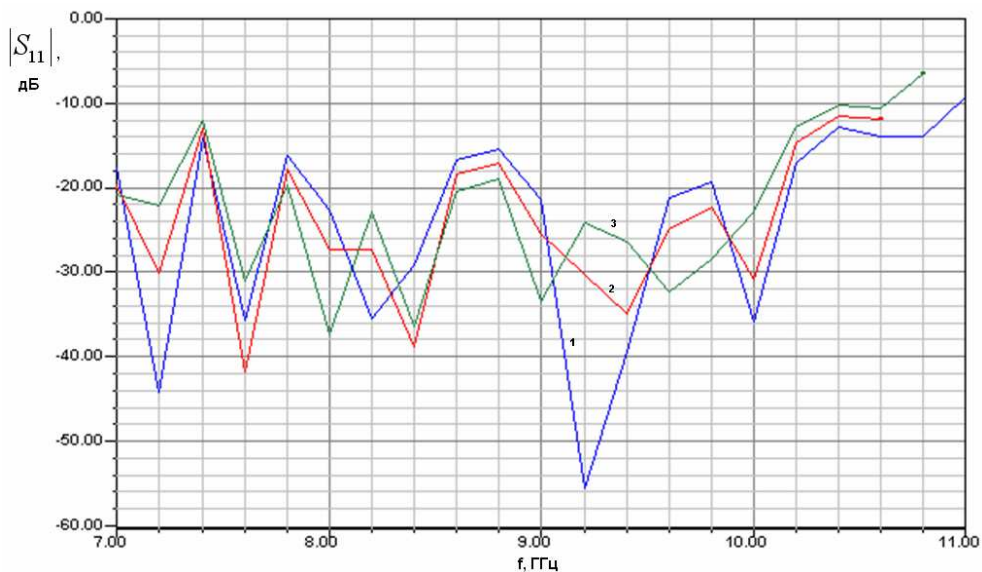


Рис. 16. Частотная характеристика модели сонаправленного межслойного перехода в режиме записания при разной длине щели

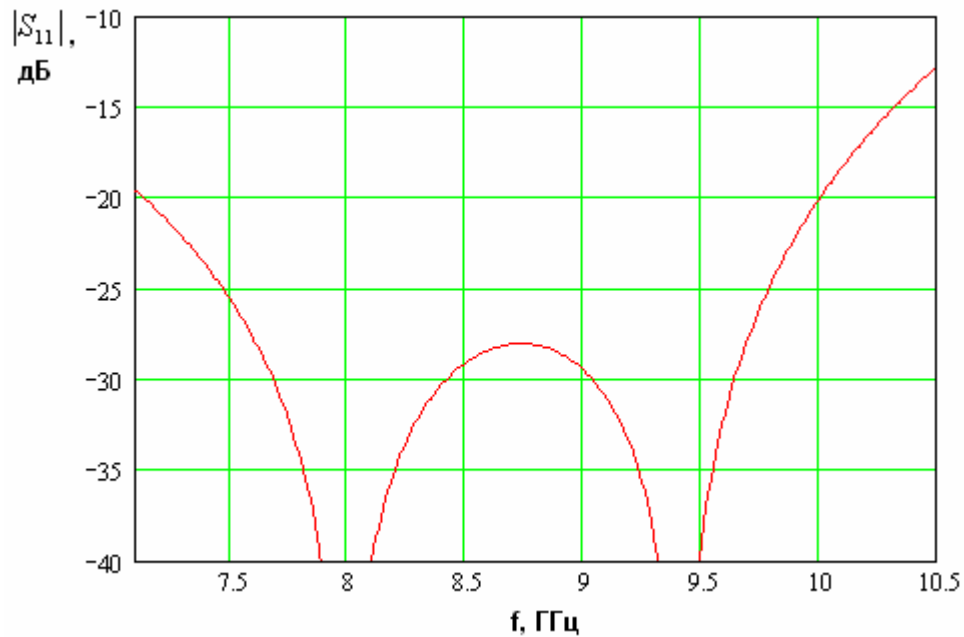


Рис. 17. Зависимость модуля коэффициента отражения сонаправленного межслойного перехода в режиме записания от частоты

Модель для численного исследования противонаправленного перехода изображена на рис. 18. На рис. 19 представлены графики зависимости модуля коэффициента отражения от частоты перехода в режиме распространения ($h = 10$). Кривые 1-4 соответствуют $c=25,26,27,28$. Остальные параметры имели следующие значения: $L_s=19, t=1, w=7$.

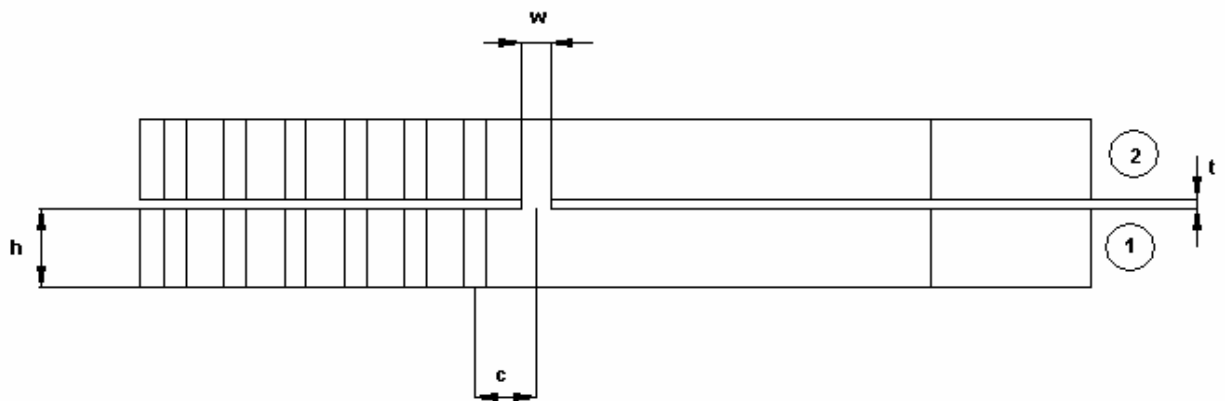


Рис. 18. Модель противонаправленного межслойного перехода

Кривая на рис. 20 соответствует модели противонаправленного перехода в режиме записания ($h = 5$) с оптимальными геометрическими параметрами: $w=3, L_s=24, c=4, t=1$. Этим же параметрам соответствует рис.

21, на котором показан коэффициент отражения перехода после обработки данных. Из рис. 17,21 видно, что в режиме запираия переходы обоих типов имеют близкие частотные характеристики с двумя глубокими провалами. Их наличие обеспечивает относительно широкую полосу согласования.

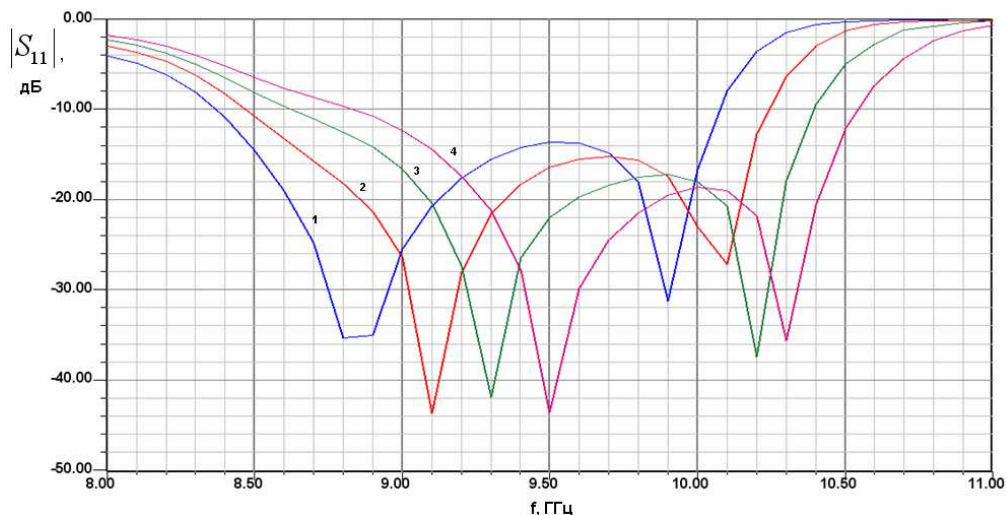


Рис. 19. Частотная характеристика модели противонаправленного межслойного перехода в режиме распространения при разном расстоянии от щели до металлических цилиндров

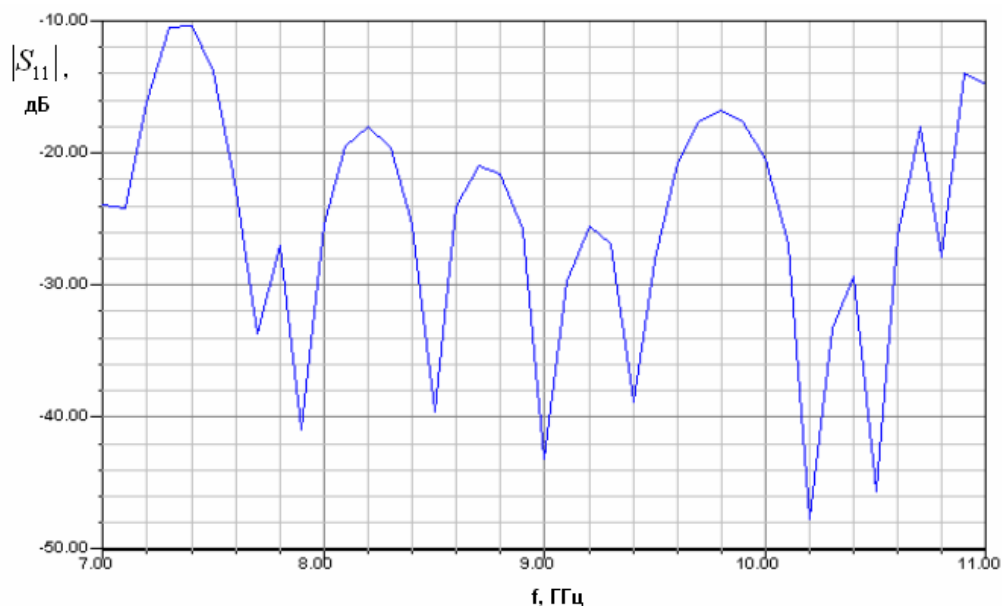


Рис. 20. Частотная характеристика модели противонаправленного межслойного перехода в режиме запираия

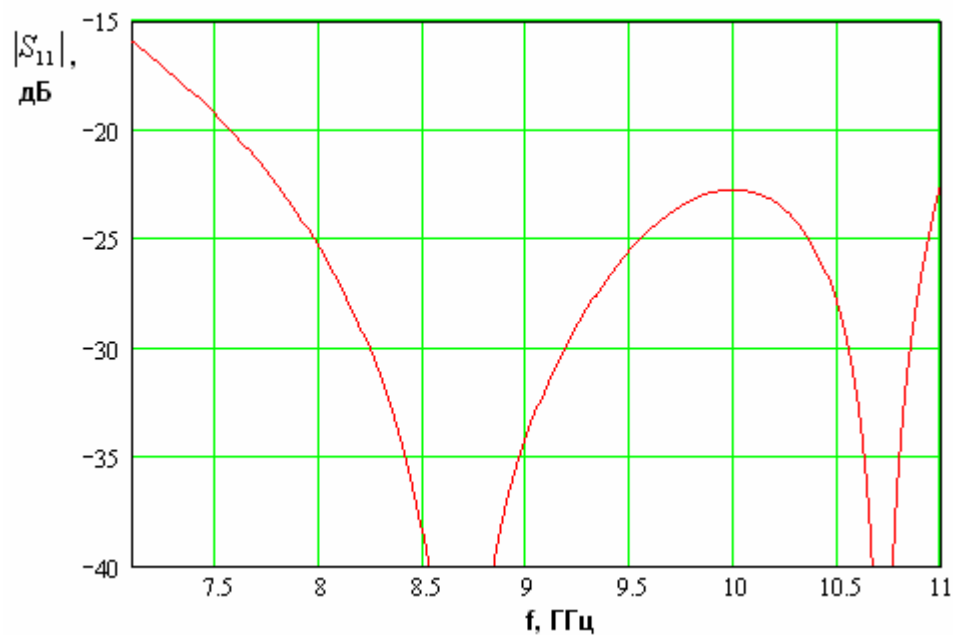


Рис. 21. Зависимость модуля коэффициента отражения противонаправленного межслойного перехода в режиме запираия от частоты

4. Переход EBG волновод – полосковая линия

Структура модели для численных исследований волноводно – полоскового перехода показана на рис. 22. Полосковая линия представляет собой металлическую полосу шириной w_1 помещенную между двумя горизонтальными экранами, расположенными на расстоянии h_1 друг от друга. Для численного анализа удобно также ввести вертикальные экраны, которые вместе с горизонтальными экранами образуют замкнутый объем. Таким образом, вместо полосковой линии, которая обычно содержит только горизонтальные экраны, мы получаем коаксиальную линию с плоским проводником. Однако, это отличие несущественно, так как, выбирая расстояние между вертикальными экранами w_2 достаточно большим, можно исключить их влияние на электрические характеристики полосковой линии. На практике достаточно, чтобы выполнялось следующее неравенство:

$$w_2 \geq (2 - 3)h_1. \quad (10)$$

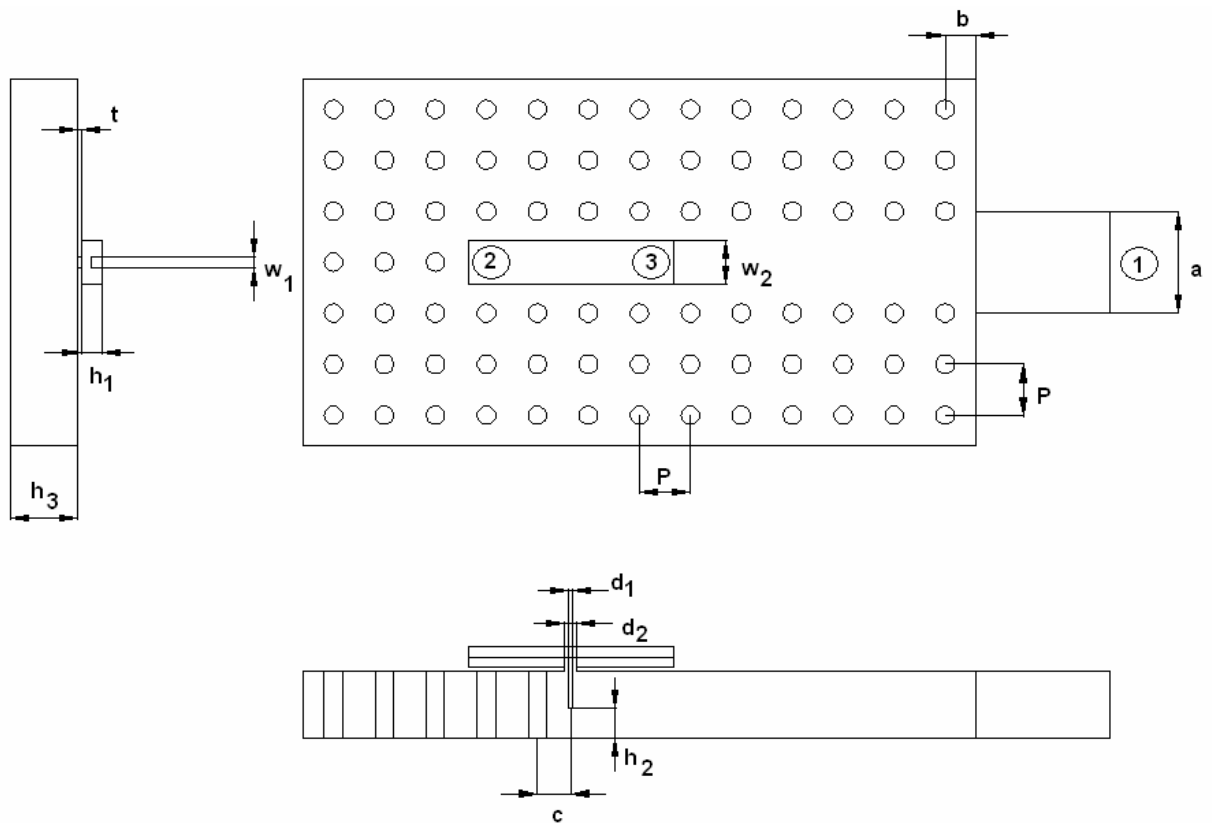


Рис. 22. Модель волноводно – полоскового перехода

Волноводно – полосковый переход содержит короткозамкнутый отрезок EBG волновода, который связан с полосковой линией через зонд, выполненный в виде металлического цилиндра диаметром d_1 . В верхнем экране EBG имеется отверстие диаметром d_2 . Через это отверстие проходит зонд, имеющий электрический контакт с полосковым проводником. Глубина погружения зонда в EBG волновод - h_2 . Расстояние от центра зонда до центра ближайшего короткозамыкающего цилиндра - c . Модель для численного анализа содержит три порта. Порт 1 волноводный, а порты 2 и 3 полосковые.

Идентификация параметров волноводно – полоскового и волноводно – коаксиального переходов осуществляется элементарно и мы не будем останавливаться на ней подробно.

На рис. 23 показаны графики частотной зависимости модуля коэффициента отражения модели, полученные при следующих параметрах: $c=4.25$, $d_1=1$, $d_2=3$, $t=0.5$, $w_1=2$, $h_1=4$, $h_3=10$, $w_2=10$, $P=12.5$, $D=5$. Параметры полосковой линии выбраны таким образом, что ее волновое сопротивление

равно 100 Ом (см. [9]). Кривые 1-3 соответствуют разной глубине погружения зонда $h_2=3.5, 3.75, 4$. Из рис. 23 видно, что оптимальное значение параметра h_2 , обеспечивающее максимальную полосу согласования перехода равно 3.5. Частотная характеристика самого перехода для оптимальной глубины погружения, полученная путем обработки численных результатов показана на рис. 24.

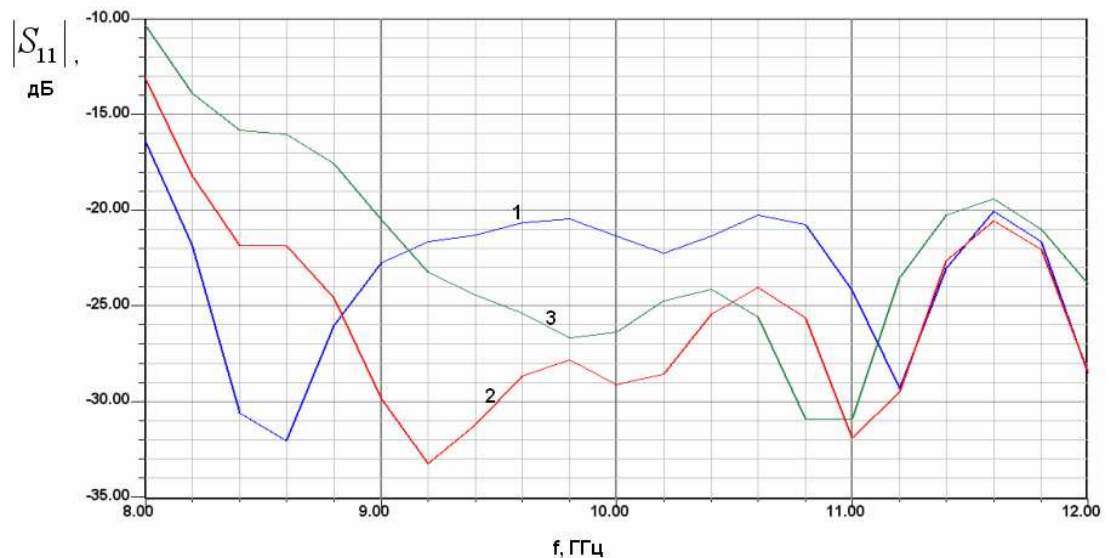


Рис. 23. Частотная характеристика модели волноводно – плоского перехода при разной глубине погружения зонда

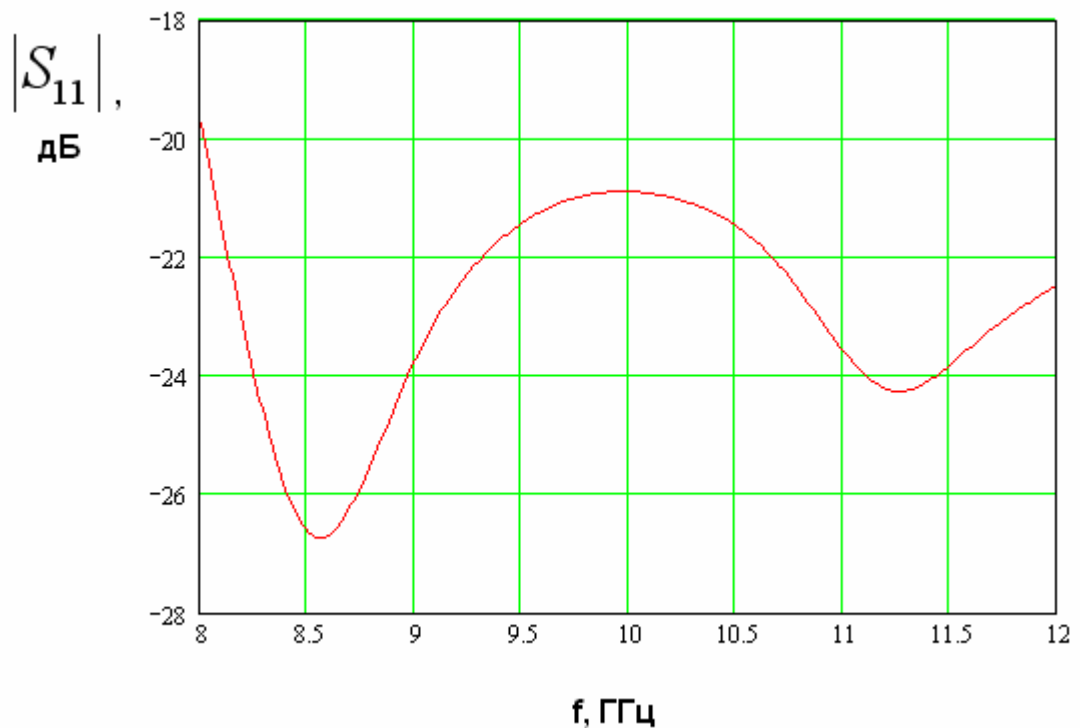


Рис. 24. Зависимость модуля коэффициента отражения волноводно – плоского перехода от частоты

Обращает на себя внимание весьма широкая полоса согласования устройства, определенная по уровню – 20 дБ. Она превышает величину 4 ГГц. Характерно, что внутри полосы согласования $|S_{11}|$ незначительно меньше контрольного уровня в – 20 дБ. Ниже уровня – 25 дБ он опускается в существенно более узкой полосе частот около 0.5 ГГц.

5. Переход EBG волновод – коаксиальная линия

В ходе исследований были рассмотрены разные конструкции волноводно – коаксиальных переходов. Первым из них был зондовый переход, показанный на рис. 25. Он имеет структуру типичную для устройств такого класса. Модель для численных расчетов имеет два порта: порт 1 волноводный, а порт 2 – коаксиальный. Внешний и внутренний диаметры коаксиальной линии d_2 и d_1 были выбраны равными 3.5 и 1.0. Пространство коаксиальными проводниками заполнено фторопластом ($\epsilon = 2.08$). При этих условиях линия имеет характеристическое сопротивление равное 50 Ом.

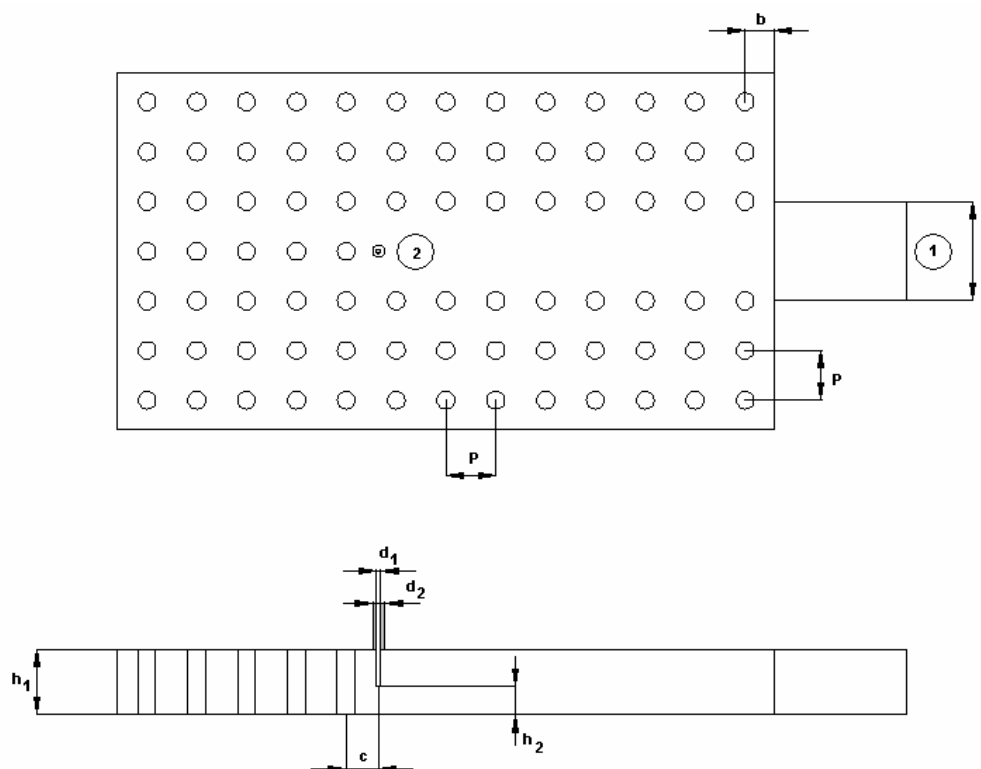


Рис. 25. Модель зондового коаксиально – волноводного перехода

Настройка перехода заключается в выборе глубины погружения центрального проводника линии в волновод, которая описывается параметром h_2 и расстоянием от центра проводника до центра ближайшего цилиндра, закорачивающего EBG волновод - c . Процесс настройки показан на рис. 26, на котором представлена частотная зависимость модуля коэффициента отражения модели. Кривые 1-3 соответствуют разным значениям параметра $h_2 = 3.2, 3.4, 3.6$. Расстояние c равно 7.3. Высота плоского волновода h_1 принята равной 10. Период решетки и диаметры образующих ее цилиндров, как и раньше равны 12.5 и 5 соответственно.

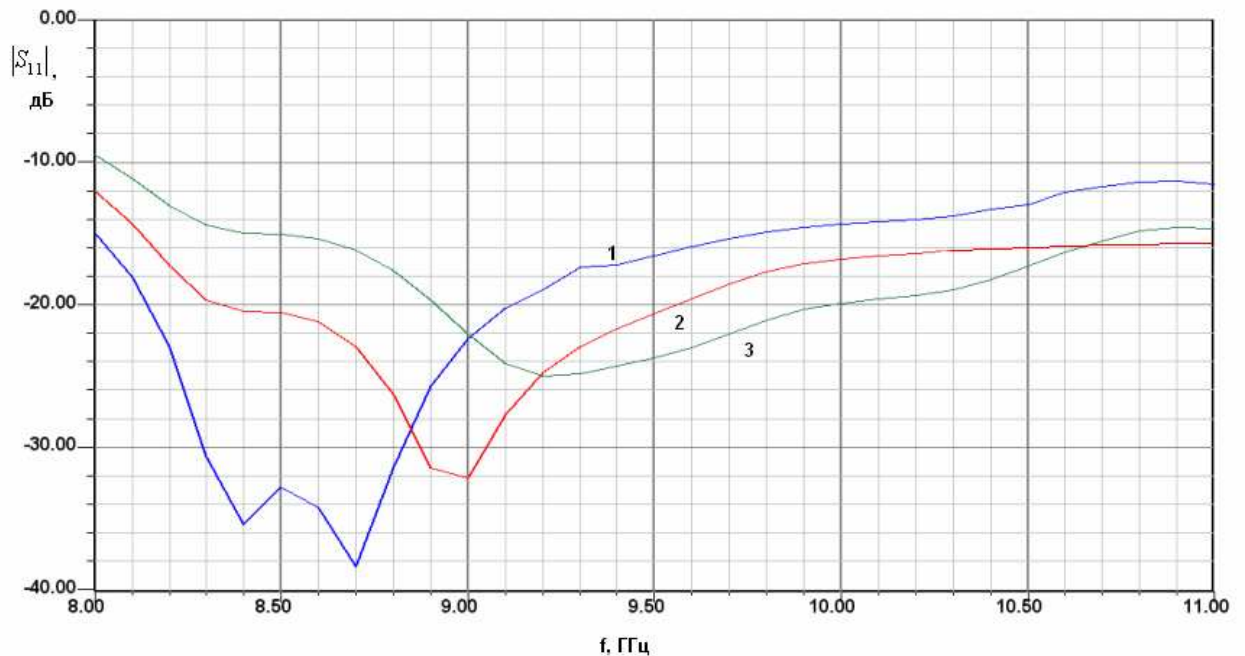


Рис. 26. Частотная характеристика модели коаксиально – волноводного перехода при разной глубине погружения зонда

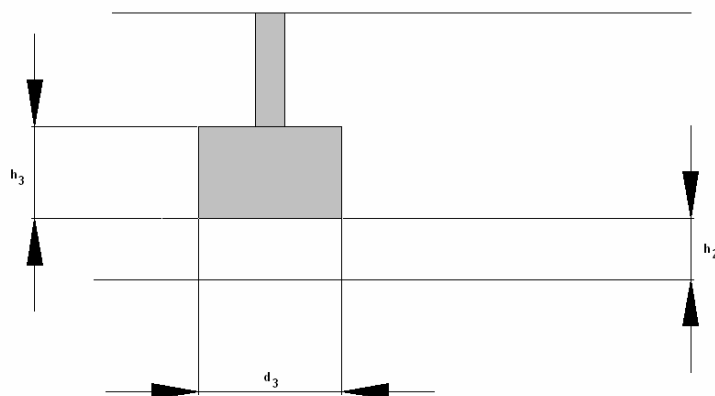


Рис. 27. Зонд с участком с увеличенным диаметром

Наилучшему согласованию соответствует кривая 1 на рис. 26. Полоса согласования по уровню – 20 дБ не превышает 1 ГГц. Расширение полосы согласования можно добиться, изменяя форму части центрального проводника, погруженной в волновод, например, выполняя ее в форме цилиндра с диаметром d_3 большим d_1 , как показано на рис. 27.

Типичная зависимость модуля коэффициента отражения модели перехода с расширенным центральным проводником от частоты показана на рис. 28. Расчеты проводились при $d_3 = 2.5$, $h_3 = 5.5$, $c = 7.3$. Кривые 1-4 соответствуют следующим значениям параметра $h_2 = 3.8, 3.9, 4.0, 4.2$. Видно, что полоса согласования расширилась до значений близких к 2 ГГц.

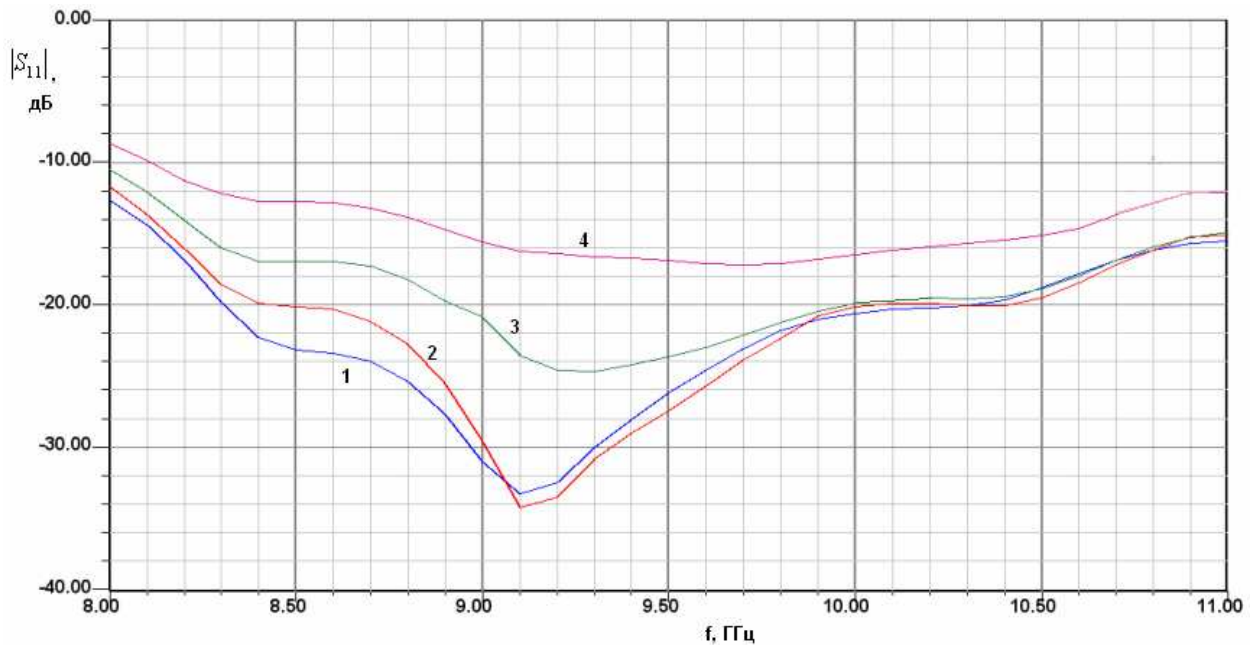


Рис. 28. Частотная характеристика модели коаксиально – волноводного перехода с зондом, имеющим участок с увеличенным диаметром при разной глубине погружения зонда

Следующий вариант волноводно – коаксиального перехода показан на рис. 29. Его отличие от рассмотренных выше в продольном расположении коаксиальной линии, которая размещается в отверстиях в цилиндрах, закорачивающих ЕВГ волновод. Центральный проводник коаксиальной линии продолжается металлической лентой, которая вводится внутрь волновода. В конце лента соединяется с металлическим цилиндром

диаметром d_c . Таким образом, металлическая лента, цилиндр, участок стенки EBG волновода и цилиндр, закорачивающий EBG волновод образуют петлю, которая связывает волновод и коаксиальную линию по магнитному полю, в отличие от рассмотренных выше зондовых структур, осуществлявших связь по электрическому полю.

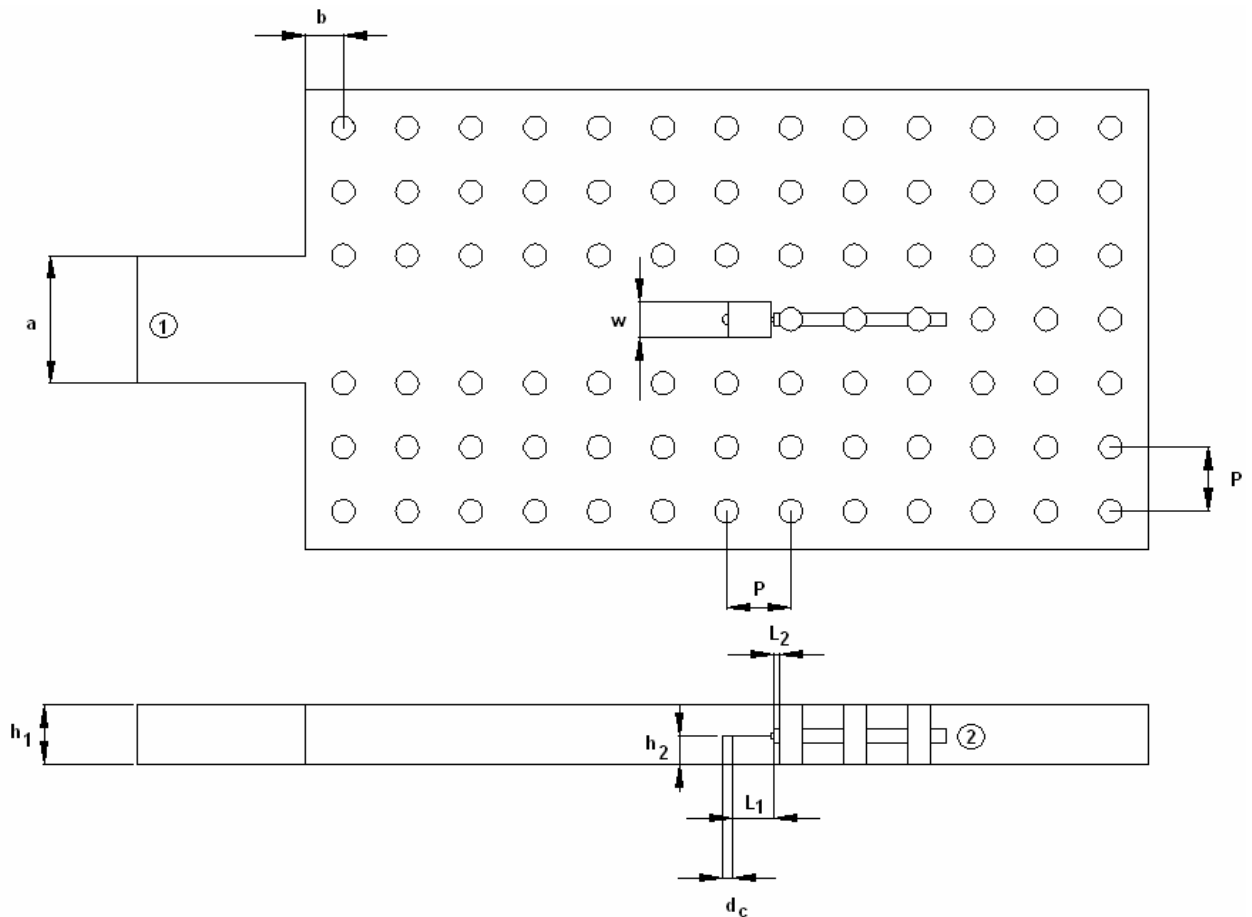


Рис. 29. Модель продольного коаксиально – волноводного перехода

Численные расчеты показали, что продольное размещение коаксиальной линии существенно увеличивает полосу согласования перехода. В этом можно убедиться, анализируя рис. 30, 31, на которых показаны частотные зависимости модуля коэффициента отражения модели перехода со стороны волновода. График на рис. 30 получен для следующих параметров: $h_2=3.1$, $d_1=1$, $d_2=3.5$, $d_c=2$, $L_1=7.5$, $L_2=0.6$, $h_1=10$. Диаметр цилиндров, образующих EBG структуру и ее период равны 5 и 12.5 соответственно. График на рис. 31 получен для тех же параметров за исключением высоты h_2 , которая равна 3.2.

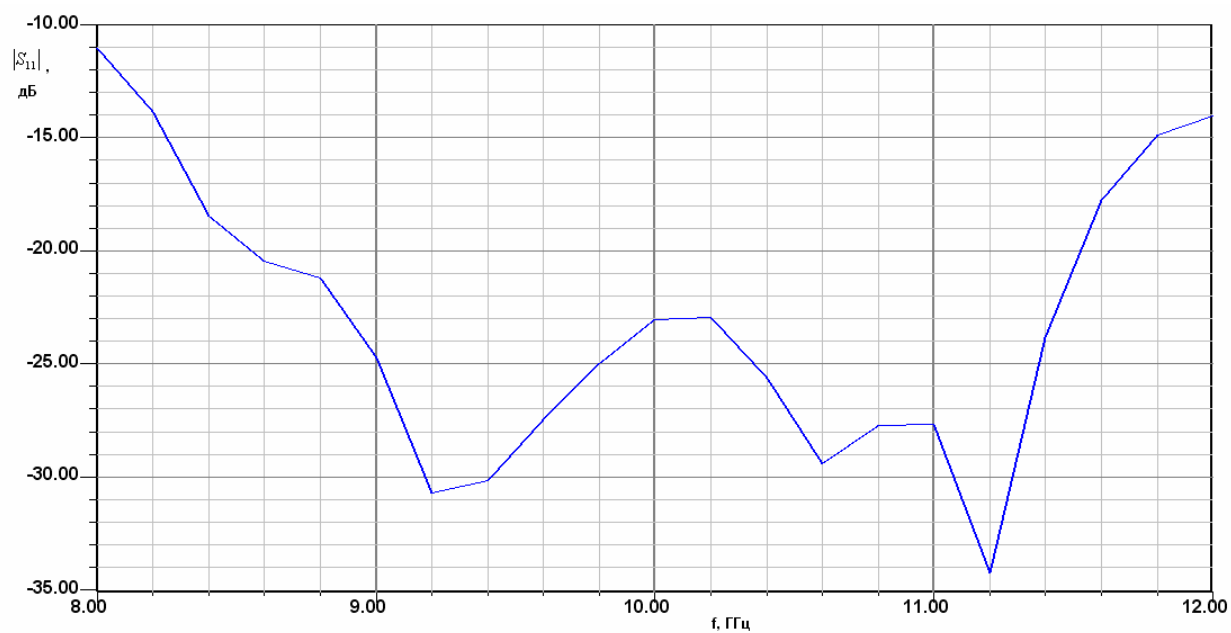


Рис. 30. Частотная характеристика модели продольного коаксиально – волноводного перехода при $h_2=3.1$

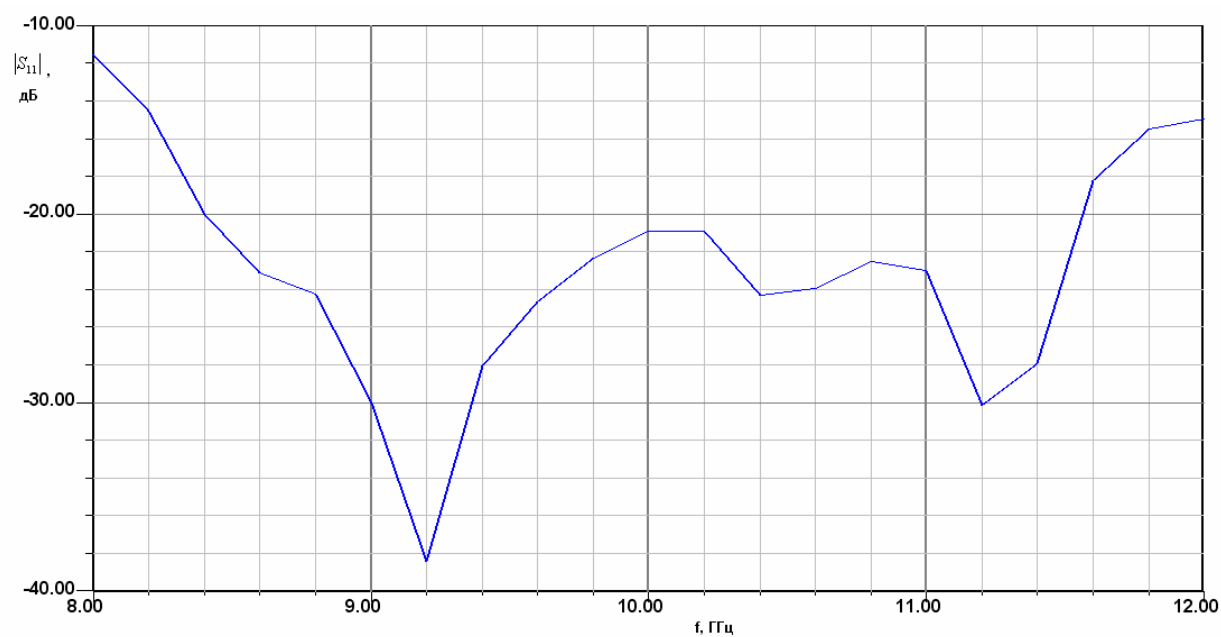


Рис. 31. Частотная характеристика модели продольного коаксиально – волноводного перехода при $h_2=3.2$

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 08-08-12200-офи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mekis A., Chen J.C., Kurland I. et al // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77, № 18. P. 3787.
2. Simpson J.J, Taflov A., Mittra R., Heck N. // IEEE Microwave and Wireless components letters. 2004. V. 14. №7. P. 356.
3. Банков С.Е. // РЭ. 2005. Т. 50. №1. С. 23.
4. Банков С.Е. // РЭ. 2006. Т.51. №5. С. 533.
5. Банков С.Е., Пангонис Л.И. // РЭ. 2008. Т.53. №3. С. 295.
6. С.Е. Банков, А.А. Курушин, В.Д. Разевиг. Анализ и оптимизация трехмерных СВЧ структур с помощью HFSS // М.: Солон-Пресс. 2005.
7. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа. 1988.
8. С.Е. Банков. // РЭ. 2004. Т.49. №6. С. 701.