

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

СВЯЗАННЫЕ ЕВГ-ВОЛНОВОДЫ

© 2021 г. С. Е. Банков^{а, *}, В. И. Калинин^а, Е. В. Фролова^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.03.2020 г.

После доработки 11.03.2020 г.

Принята к публикации 17.04.2020 г.

Исследованы характеристики собственных волн двух связанных ЕВГ-волноводов в электромагнитном кристалле. Рассмотрены два варианта реализации распределенной связи: через решетку более тонких цилиндров, чем цилиндры кристалла, и через решетку емкостных цилиндров с зазорами между их торцами и одним из экранов. Показано, что во втором варианте появляется дополнительная четная волна, нарушающая непрерывность перехода четных волн, существующих в соответствующих предельных волноводных структурах.

DOI: 10.31857/S003384942104001X

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В последнее время интенсивно исследуются устройства, выполненные на основе фотонных и электромагнитных кристаллов, которые используются как в оптическом, так и в микроволновом диапазонах [1–6]. Принцип их построения состоит в создании определенных дефектов в решетке искусственного кристалла, который находится в запрещенной для всех возможных в нем типов волн зоне [7]. В этих условиях в однородном кристалле отсутствуют распространяющиеся волны. Однако появление дефектов создает условия для направленного распространения электромагнитных волн вдоль них. Структуры подобного типа получили название РВГ (photonic band gap) волноводов в оптическом диапазоне и ЕВГ (electromagnetic band gap) волноводов в микроволновом диапазоне [8].

В СВЧ-диапазоне наибольшее распространение получили ЕВГ-волноводы на основе электромагнитных кристаллов (ЭМК) в виде периодической решетки металлических цилиндров, расположенных между металлическими экранами плоского волновода (ПВ) [9]. Их исследованию посвящены работы [10–12]. Отметим, что в них использовались приближенные численно-аналитические модели. Результаты, представленные в более поздних работах [13, 14], получены при помощи строгих численных решений граничных задач. В этих работах исследованы однородные ЭМК на основе цилиндров с емкостными зазорами [13] и волноводы различной рядности,

образованные в ЭМК со сплошными цилиндрами [14].

Связанные волноводы с распределенной связью относятся к числу типовых СВЧ-элементов. Их анализ является важным этапом исследования новой элементной базы волноводных устройств. Данная работа является продолжением работ [13, 14]. В ней мы рассматриваем систему двух одинаковых связанных ЕВГ-волноводов, которые являются основой для построения широко применяемых на практике устройств – направленных ответвителей с распределенной связью. Рассмотрены два варианта реализации распределенной связи. В первом варианте два одинаковых волновода связаны через решетку более тонких цилиндров, чем цилиндры кристалла, во втором в качестве элемента связи используется решетка емкостных цилиндров с зазорами между их торцами и одним из экранов.

Цель данной работы – исследование дисперсионных характеристик собственных волн связанных ЕВГ-волноводов и распределенной связи в направленных ответвителях (НО) на их основе. В силу симметрии исследуемой структуры собственные волны в ней разделяются на четные и нечетные относительно плоскости симметрии [15]. Наибольший практический интерес представляет изучение частотных зависимостей постоянных распространения этих волн, а также линейного коэффициента связи (ЛКС), от которого зависят характеристики НО на связанных волноводах.

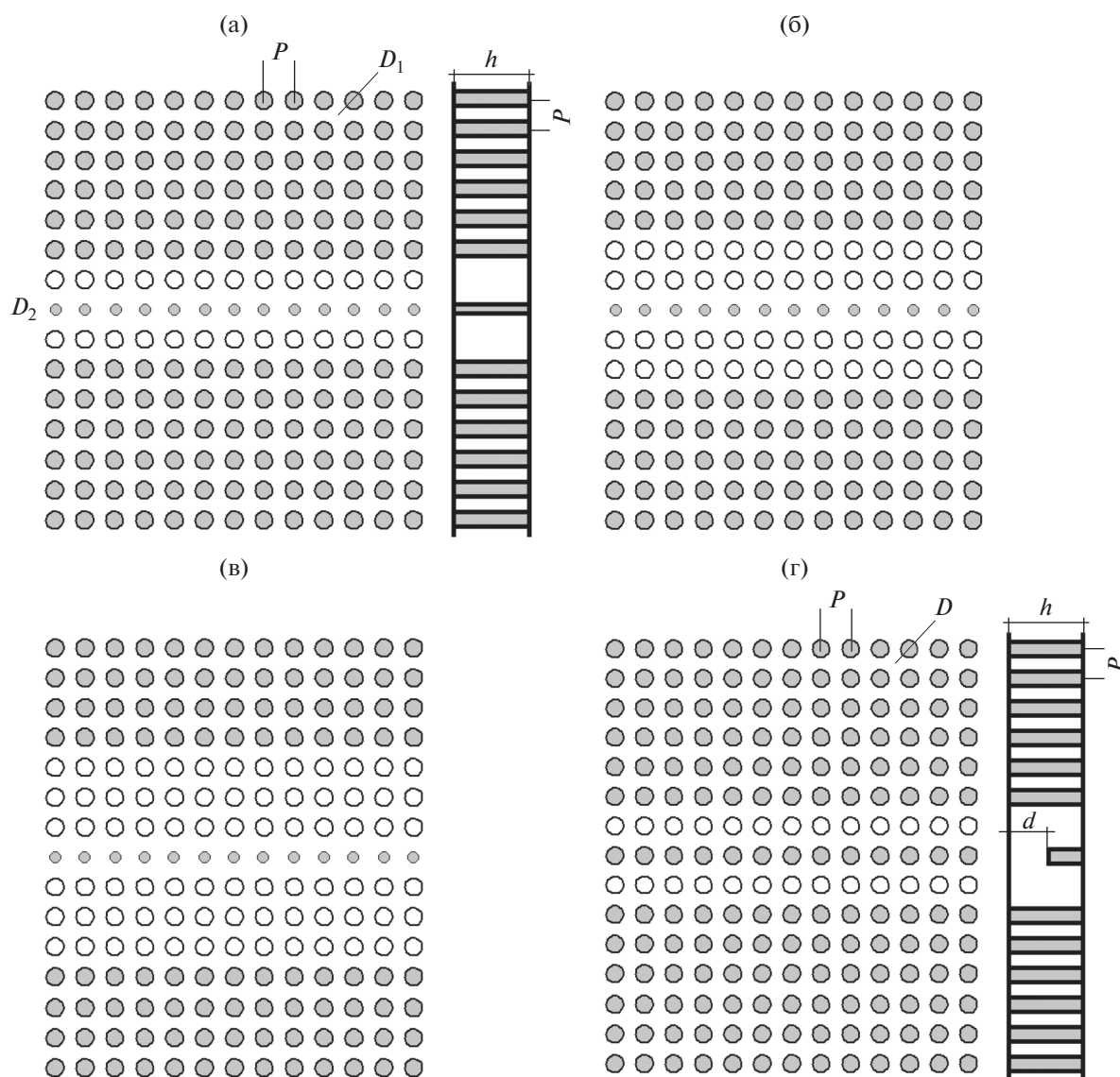


Рис. 1. Однорядные (а), двухрядные (б) и трехрядные (в) связанные EBG-волноводы с решеткой тонких цилиндров в общей стенке; однорядные связанные EBG-волноводы с решеткой емкостных цилиндров в общей стенке (г).

2. СТРУКТУРЫ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследуемые в данной работе связанные волноводы (рис. 1а–1г) отличаются рядностью, т.е. числом удаленных из ЭМК рядов цилиндров, которые формируют волноводной канал. На рис. 1а–1в показаны одно-, двух- и трехрядные EBG-волноводы с решеткой тонких цилиндров в общей стенке, диаметр которых меньше диаметра цилиндров кристалла; на рис. 1г – связанные однорядные волноводы с емкостными цилиндрами в общей стенке, диаметр которых равен диаметру цилиндров кристалла. Цилиндры в регулярном ЭМК сплошные и имеют контакт с обоими экранами ПВ. Расстояние между экранами h . Решетка цилиндров имеет квадратную сетку с одинаковыми

по двум координатам периодами P . Диаметр цилиндров в ЭМК обозначим через D_1 . В вариантах на рис. 1а–1в элемент связи между волноводами выполнен в виде линейной решетки цилиндров с диаметром $D_2 < D_1$ с периодом, равным периоду ЭМК. В варианте на рис. 1г с емкостными цилиндрами величину зазора обозначим через d . Предполагается, что величина d может изменяться с целью контроля степени связи между волноводами.

Метод исследования описан в работе [14]. Кратко рассмотрим его реализацию для случая связанных волноводов. Граничная задача на собственные волны решается для одного периода структуры (рис. 2). Отметим, что в силу наличия плоскости симметрии в структуре периода его анализ можно свести к решению двух задач для

парциальных структур, представляющих половины ширины периода. Эти структуры отличаются свойствами нижней стенки: электрическая стенка соответствует нечетным волнам, а магнитная – четным. Указанные виртуальные стенки расположены в плоскости симметрии исходной структуры, разделяя цилиндр в области связи на две половины.

На правой и левой стенках (см. рис. 2) установлены условия периодичности, связывающие поля на них. В граничных условиях имеется параметр $\Delta\varphi$, задающий фазовый сдвиг между полями на длине периода. Обозначим $\Delta\varphi = \beta P$, где β – постоянная распространения волны. Граничную задачу на собственные значения при заданной величине $\Delta\varphi$ решаем с помощью программы HFSS трехмерного электромагнитного моделирования (<https://ansys.com>) в режиме *eigenmode*. В результате находим собственную частоту структуры f , являющуюся функцией переменной $\Delta\varphi(\beta)$. Изменяя $\Delta\varphi$ в пределах от 0 до π и рассчитывая соответствующие значения f , находим дисперсионную характеристику собственной волны волновода $\beta(f)$.

По этой методике были найдены частотные зависимости постоянных распространения четной и нечетной волн $\beta_{ч,н}$ и ЛКС C :

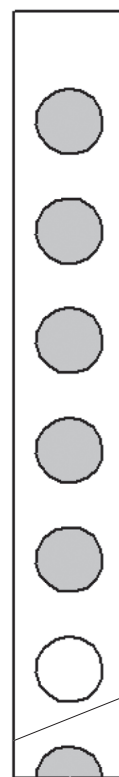
$$C = |\beta_{ч} - \beta_{н}|/2. \quad (1)$$

Отметим, что для структуры, показанной на рис. 1г с элементом связи в виде цилиндров с зазорами, ситуация отличается от обычно рассматриваемой в теории связанных линий [16]. Как правило, предполагают, что в системе связанных волноводов распространяются одна четная и одна нечетная волны. Такая ситуация рассматривается как одноволновый режим, в котором понятия четной и нечетной волн определяются однозначно. Однако в структуре на рис. 1г наличие зазоров между цилиндрами и экраном ПВ вызывает появление в спектре собственных волн дополнительной четной волны, которая при изменении зазора от 0 до h ведет к нарушению непрерывности перехода четных волн, существующих в соответствующих предельных волноводных структурах (подробнее см. далее, разд. 5).

3. ДИСПЕРСИЯ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН EBG-ВОЛНОВОДОВ С ТОНКИМИ ЦИЛИНДРАМИ В ОБЩЕЙ СТЕНКЕ НА УЧАСТКЕ СВЯЗИ

Сначала рассмотрим связанные EBG-волноводы с тонкими цилиндрами в общей стенке на участке связи (см. рис. 1а–1в). Исходя из физических представлений о том, что связь растет с ростом степени перекрытия полей связанных волноводов, можем предположить, что при достаточной степени прозрачности стенки, достигаемой при достаточно малом диаметре D_2 , в данной структуре можно

Электрическая стенка



Электрическая или магнитная стенка

Рис. 2. Модель для численных расчетов.

получить требуемый уровень связи, например, часто используемый на практике режим равного деления входной мощности между двумя выходными плечами в НО.

По аналогии с другими типами волноводов определим относительную постоянную распространения волны β/k (k – волновое число свободного пространства) как ее коэффициент замедления U : $U = \beta/k$. Зависимость U от частоты будем называть дисперсионной кривой, или дисперсионной характеристикой. На рис. 3а–3в представлены примеры рассчитанных дисперсионных зависимостей для четной (кривые 1) и нечетной (кривые 2) собственных волн в системе связанных одно-, двух- и трехрядных EBG-волноводов с различными параметрами, указанными в табл. 1.

Видим, что с ростом рядности связанных волноводов при одном и том же диаметре D_2 дисперсионные кривые четной и нечетной волн сближаются, что в соответствии с (1) приводит к уменьшению ЛКС.

Расчеты для других значений параметра D_2 показывают, что с его уменьшением дисперсионные кривые для четных и нечетных волн расходятся,

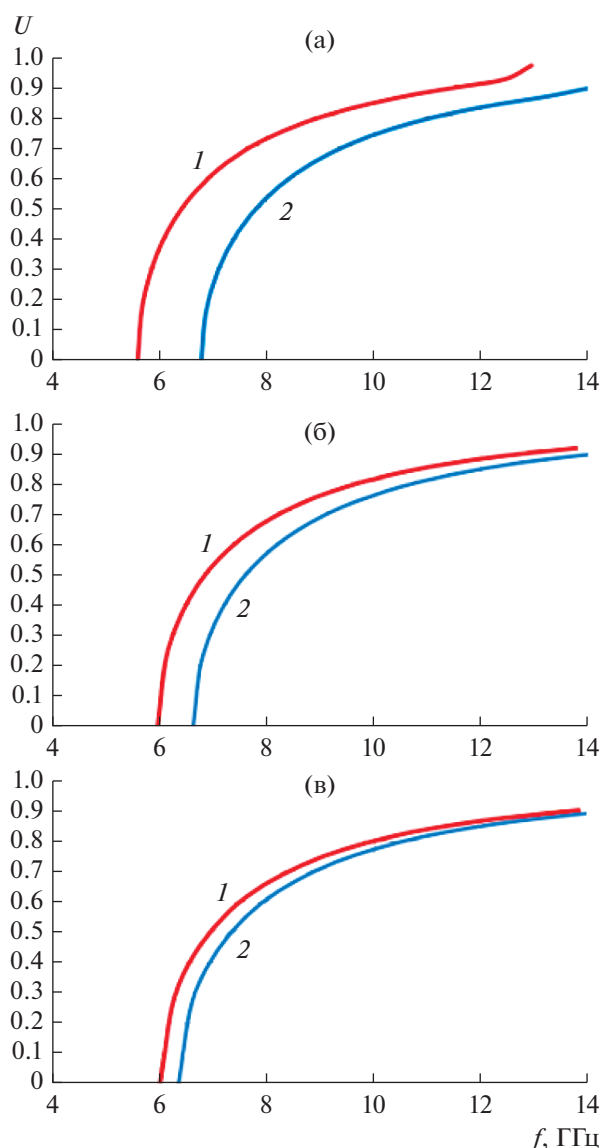


Рис. 3. Дисперсионные кривые для собственных четных (1) и нечетных (2) волн системы связанных волноводов.

т.е. связь волноводов растет. И, наоборот: с ростом этого диаметра дисперсионные кривые для четных и нечетных волн сближаются, что приводит к уменьшению ЛКС. Такое поведение дис-

Таблица 1. Параметры (в мм) структур одно-, двух- и трехрядных ЕВГ-волноводов

Волновод	P	D_1	D_2
Однорядные	12	6	1
Двухрядные	8	4	1
Трехрядные	6	2	1

Примечание: D_1 – диаметр цилиндров в кристалле, D_2 – диаметр цилиндров в общей стенке на участке связи.

персионных кривых согласуется с физическим представлением о зависимости связи от прозрачности общей стенки и степени перекрытия полей связанных волноводов.

Примеры распределения напряженности электрического поля в поперечном сечении посередине длины периода для четной и нечетной волн в системе связанных однорядных волноводов на близких частотах в окрестности 10 ГГц приведены на рис 4а, 4б. Стрелки на них обозначают мгновенное направление вектора поля.

В качестве иллюстрации на рис. 5 показаны частотные зависимости ЛКС однорядных связанных волноводов для трех значений диаметра цилиндров в общей стенке.

На рис. 6 представлены амплитуды коэффициента передачи из первого волновода во второй для двух связанных однорядных волноводов. Расчет проведен в рамках феноменологической теории связанных линий передачи по формуле $S_{21} = \sin CL$, где величина C определяется из графиков на рис. 3а и по формуле (1), длина участка связи L принимает три значения: $5P$, $6P$ и $7P$. В величине S_{21} индекс 1 обозначает входной порт первого волновода, индекс 2 – выходной порт второго волновода.

Характер зависимостей на рис. 6 позволяет предположить, что в рассмотренном диапазоне частот характеристика передачи в связанных однорядных волноводах имеет относительно слабую частотную зависимость. Это подтверждается далее расчетами элементов матрицы рассеяния НО.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ НА СВЯЗАННЫХ ЕВГ-ВОЛНОВОДАХ С ТОНКИМИ ЦИЛИНДРАМИ НА УЧАСТКЕ СВЯЗИ

Расчет дисперсионных характеристик собственных волн не является достаточным для определения характеристик НО, который представляет собой четырехполюсник (устройство с четырьмя плечами). Модель НО на связанных ЕВГ-волноводах показана на рис. 7. В этой модели два волновода на участке длиной L связаны через решетку цилиндров с уменьшенным диаметром по сравнению с диаметром цилиндров в ЭМК. Как уже отмечалось выше, использование тонких цилиндров позволяет добиться требуемой степени прозрачности общей стенки на участке связи. Модель НО содержит четыре выхода на прямоугольных металлических волноводах X -диапазона сечением 23×10 .

Задача заключается в расчете элементов матрицы рассеяния такого НО. Для этого использовали ту же, что и выше, программу HFSS, в этом случае в режиме вынужденных колебаний. Ниже в этом разделе приведены результаты расчета модулей коэффициентов передачи $|S_{ij}|$ ($i = 1-4$) в

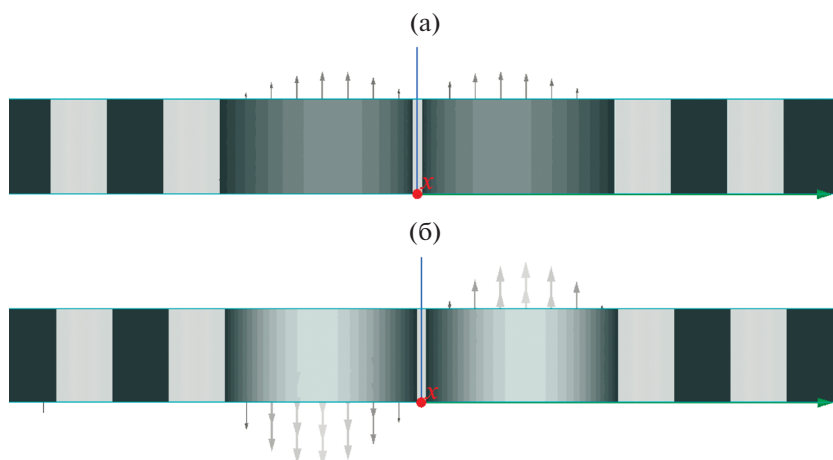


Рис. 4. Напряженность электрического поля четной волны на частоте 9.928 ГГц (а) и нечетной волны на частоте 9.936 ГГц (б) для связанных однорядных волноводов.

плечи такого НО на связанных волноводах различной рядности при возбуждении со стороны плеча 1. При этом величина $|S_{11}|$ характеризует коэффициент отражения, величины $|S_{21}|$ и $|S_{31}|$ являются коэффициентами передачи в выходные плечи 2 и 3, а величина $|S_{41}|$ показывает коэффициент изоляции входных плеч 1 и 4.

Направленные ответвители на связанных однорядных волноводах. На рис. 8а представлены результаты расчетов частотных характеристик НО в случае однорядных волноводов с периодом $P = 12$ и с длиной участка связи $L = 7P = 84$. Видим, что коэффициенты передачи S_{21} и S_{31} сравнительно слабо изменяются по амплитуде в диапазоне ча-

стот 8.5...11.5 ГГц (относительная полоса 30%). Коэффициент отражения в этом диапазоне не превосходит -15 дБ, за исключением узкой области частот в его нижней части. Коэффициент изоляции остается меньше -15 дБ во всем указанном диапазоне. Режим равного деления мощности $|S_{21}| = |S_{31}| \approx -3$ дБ при диаметре элементов связи $D_2 = 1$ достигается на частоте 10.18 ГГц.

Если снизу рабочий диапазон частот ограничивается ростом отражения и ухудшением изоляции плеч 1 и 4, то сверху он ограничивается возникновением сильной неравномерности по частоте элемен-

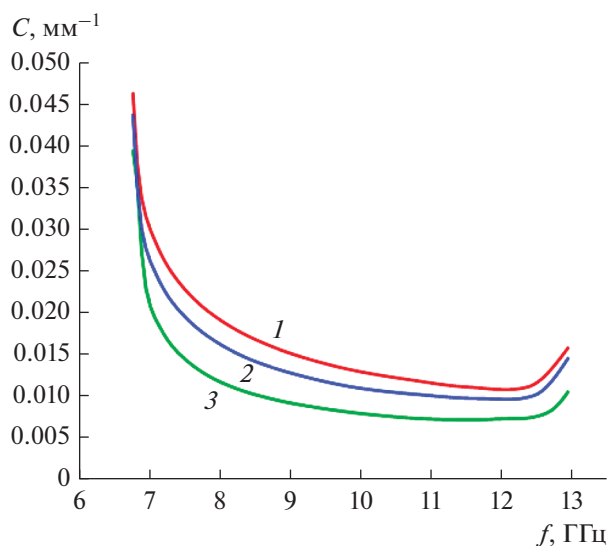


Рис. 5. Частотные зависимости ЛКС для связанных однорядных волноводов для $D_2 = 0.5$ (1), 1.0 (2), 2.0 (3) и $P = 12$, $D_1 = 6$, $h = 10$.

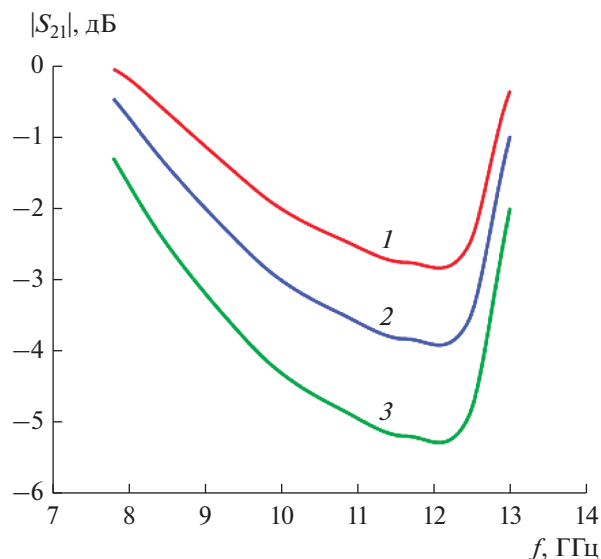


Рис. 6. Частотные зависимости модуля коэффициента передачи в связанных однорядных волноводах конечной длины $L = 7P$ (1), $6P$ (2), $5P$ (3), рассчитанные в рамках феноменологической теории, при $P = 12$, $D_1 = 6$, $D_2 = 1$, $h = 10$.

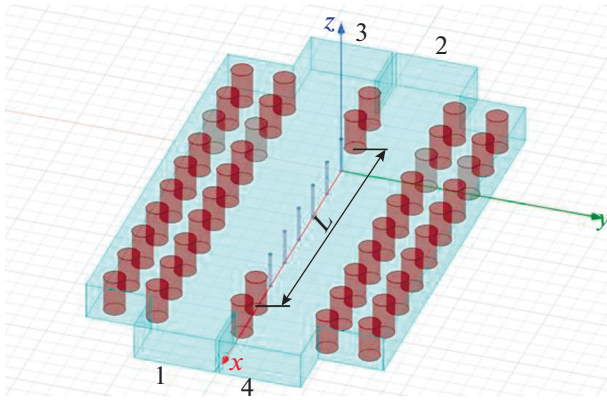


Рис. 7. Модель направленного ответвителя на связанных EBG-волноводах. Цифры обозначают номера плеч.

тов матрицы рассеяния. На рис. 8а эта неравномерность наблюдается на частотах выше 11.5 ГГц. Можно предполагать, что она обусловлена возбуждением на этих частотах высшего по ширине типа волны в связанных однорядных волноводах с периодом $P = 12$.

Для повышения критической частоты высшего типа волны и сдвига вверх по частоте области неравномерности частотных характеристик НО период структуры был немного уменьшен, до $P = 11.5$, при сохранении остальных параметров. Результаты расчетов для этого случая представлены на рис. 8б. Видим, что неравномерность в верхней части диапазона, присутствующая на рис. 8а, исчезла, но при этом в нижней части диапазона согласование и коэффициент изоляции ухудшились. Распределение поля в продольной плоскости связанных волноводов на рис. 9а демонстрирует интерференцию основного и высшего по ширине типов волн в структуре с периодом $P = 12$, что подтверждает предположение о влиянии высшего типа волны. В структуре с меньшим периодом $P = 11.5$ в той же плоскости и на той же частоте распределение поля, показанное на рис. 9б, является более регулярным и характерным для одноволнового режима работы.

Направленные ответвители на связанных двухрядных волноводах. Далее провели исследование характеристик НО на связанных двухрядных волноводах с периодом $P = 8$. Дисперсия четной и нечетной собственных волн в такой структуре показана на рис. 3б. Модель НО аналогична показанной на рис. 7, однако из-за меньшего ЛКС и более слабого взаимодействия таких волноводов по сравнению с однорядными волноводами в этом случае для получения режима равного деления мощности между выходами 2 и 3 приходится увеличивать длину L . Оценка по (1) показывает, что, например, при диаметре цилиндров в общей стенке $D_2 = 1$ для

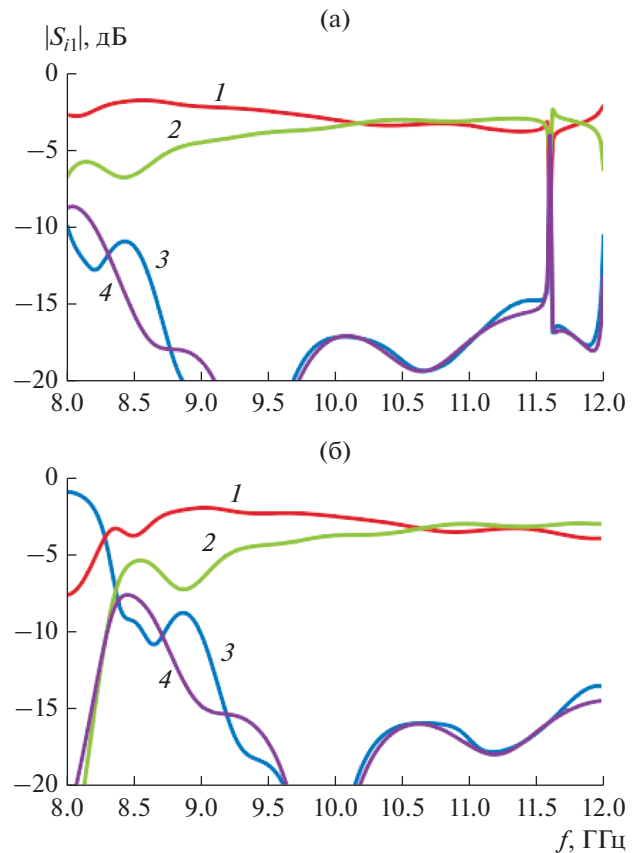


Рис. 8. Частотные зависимости модулей коэффициентов передачи в плечи НО на связанных однорядных волноводах при $P = 12$ (а) и $P = 11.5$ (б) для $D_1 = 6$, $D_2 = 1$, $h = 10$, $L = 7P$: $|S_{21}|$ (кривая 1), $|S_{31}|$ (2), $|S_{11}|$ (3), $|S_{41}|$ (4).

получения требуемого режима на частоте 10 ГГц в этом случае надо выбирать L порядка $18P$.

На рис. 10 представлены результаты расчетов частотных зависимостей элементов матрицы рассеяния для диаметра цилиндров в общей стенке $D_2 = 1$, остальные параметры $P = 8$, $D_1 = 4$, $h = 10$, $L = 18P = 144$. Сравнение с рис. 8 показывает, что характеристики согласования и изоляции в нижней части частотного диапазона для НО на связанных двухрядных волноводах улучшаются. Однако это достигается за счет большей длины L .

Направленные ответвители на связанных трехрядных волноводах. В завершение этого раздела рассмотрим также вариант связанных трехрядных волноводов, дисперсия собственных волн которых приведена на рис. 3в. При том же диаметре цилиндров в общей стенке в этом случае связь волноводов еще слабее по сравнению с двухрядными волноводами, и поэтому длину участка связи для достижения режима равного деления мощности между выходами 2 и 3 нужно выбирать еще больше. Та

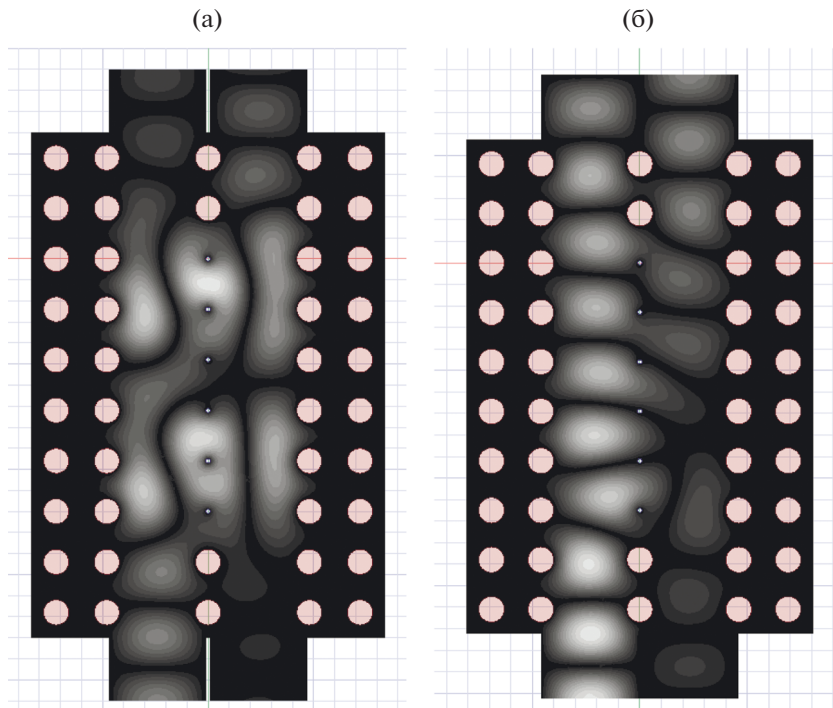


Рис. 9. Распределения амплитуды электрического поля в продольной плоскости НО на связанных однорядных волноводах с периодом $P=12$ (а) и 11.5 (б) на частоте 12 ГГц при возбуждении со стороны плеча 1 (параметры структуры те же, что на рис. 8).

же оценка с помощью (1) показывает, что на частоте 10 ГГц необходимо выбирать L порядка $41P$.

На рис. 11 представлены результаты расчета частотных характеристик НО на связанных трехрядных волноводах с периодом $P=6$ и с длиной участка связи $L=41P=246$. Видим, что коэффициенты отражения и изоляции в рассмотренном диапазоне частот лучше -30 дБ.

5. СВЯЗЬ ВОЛНОВОДОВ С ЕМКОСТНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ В ОБЩЕЙ СТЕНКЕ

Другой возможный вариант реализации распределенной связи двух ЕВГ-волноводов состоит в использовании цилиндров с емкостными зазорами на участке связи. Этот вариант привлекателен тем, что в нем имеется переменный параметр – глубина по-

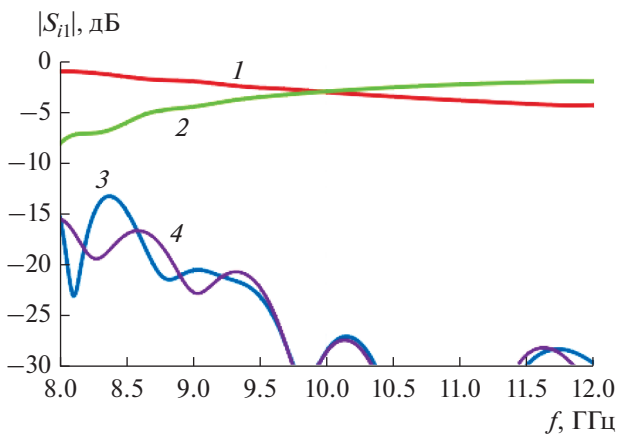


Рис. 10. Частотные зависимости модулей коэффициентов передачи в плечи НО на связанных двухрядных волноводах при $P=8$, $D_1=4$, $D_2=1$, $h=10$, $L=18P$: $|S_{21}|$ (кривая 1), $|S_{31}|$ (2), $|S_{11}|$ (3), $|S_{41}|$ (4).

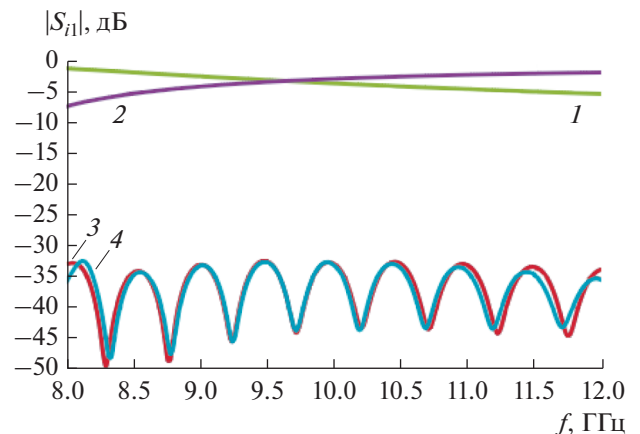


Рис. 11. Частотные зависимости модулей коэффициентов передачи в плечи НО на связанных трехрядных волноводах при $P=6$, $D_1=2$, $D_2=1$, $h=10$, $L=41P$: $|S_{21}|$ (кривая 1), $|S_{31}|$ (2), $|S_{11}|$ (3), $|S_{41}|$ (4).

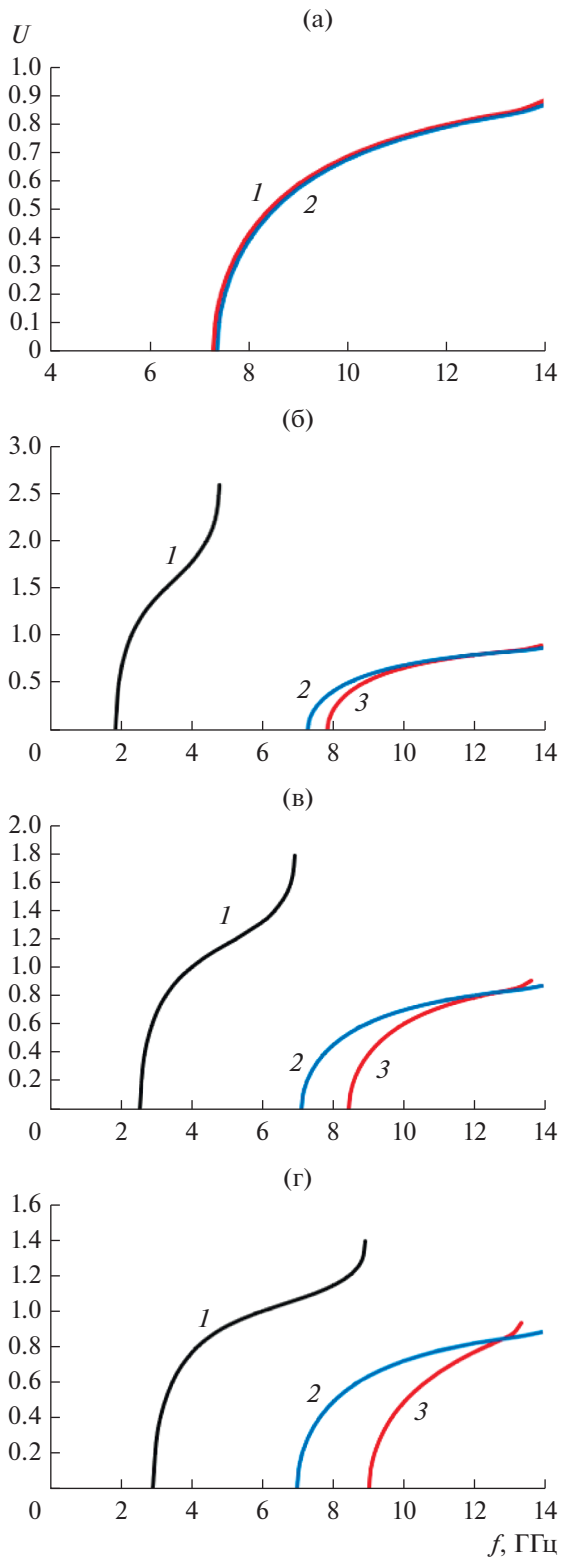


Рис. 12. Дисперсионные зависимости собственных волн системы однорядных связанных волноводов для $d = 0$ (а), 1 (б), 3 (в), 5 (г) при $P = 12$, $D_1 = D_2 = 6$, $h = 10$; кривые 1, 3 – четные волны, 2 – нечетные.

гружения цилиндров и величина зазора, при том же диаметре элементов связи, что и в решетке. В принципе этот параметр можно использовать для изменения связи. Здесь не будем рассматривать характеристики НО на волноводах, связанных через решетку емкостных цилиндров, а уделим основное внимание собственным волнам и эффектам трансформации их полей при изменении глубины погружения цилиндров в общей стенке.

Дисперсия собственных волн EBG-волноводов с емкостными цилиндрами в общей стенке. Рассмотрим дисперсионные характеристики двух связанных однорядных EBG-волноводов с решеткой емкостных цилиндров в общей стенке (см. рис. 1г). Как и в исследованных выше структурах, период этой решетки совпадает с периодом ЭМК. Цель данного исследования – проследить динамику перехода от волн волноводов, разделенных решеткой со сплошными цилиндрами, к волнам волновода удвоенной ширины, образуемого в отсутствие цилиндров. Указанный переход имеет ряд характерных особенностей, которые одинаково проявляются независимо от числа рядов, образующих волновод. Поэтому далее подробно рассмотрим только случай связанных однорядных волноводов, а аналогичные явления в двух- и трехрядных волноводах обсуждать не будем.

На рис. 12а–12г представлены дисперсионные характеристики четной и нечетной собственных волн в системе связанных однорядных EBG-волноводов для $d = 0, 1, 3, 5$ при $P = 12$, $D_1 = D_2 = 6$, $h = 10$ (как и выше, все размеры приведены в миллиметрах). (На рис. 12а для структуры без зазора $d = 0$ кривые 1, 2 относятся к четной и нечетной волнам соответственно, а на рис. 12б–12г для структуры с $d > 0$ кривые 1, 3 получены для четных волн, а кривая 2 – для нечетной.) В случае ненулевых зазоров прежде всего следует отметить существование двух четных волн I (кривая 1) и II (кривая 3). Четная волна I имеет нижнюю критическую частоту f_{cl}^H меньшую, чем волна II, поэтому ее следует считать основной.

При полном погружении цилиндров связи в ПВ ($d = 0$) основной является четная волна, которая по своим свойствам близка к волне обычного прямоугольного волновода со сплошными металлическими стенками. Ее структура аналогична показанной на рис. 4а. В этом случае четная волна, соответствующая кривой 1 на рис. 12б–12г, не существует – она появляется только при ненулевом зазоре.

Можно было предположить, что в процессе увеличения зазора d четная волна II постепенно трансформируется в основную четную волну волновода удвоенной ширины. При этом ее критическая частота должна сдвигаться в область нижних частот. Такое преобразование основной волны одной структуры в основную волну другой структуры

можно было бы рассматривать как непрерывное преобразование волн при переходе от одной структуры к другой. Однако численные расчеты не подтвердили данное предположение. Как видно из рис. 12б–12г, критическая частота четной волны II не только не уменьшается с ростом величины зазора d , но, наоборот, увеличивается.

Критическая частота четной волны I также растет при увеличении зазора. Можно предположить, что в предельном случае при d , стремящемся к нулю, она также стремится к нулю. При малых зазорах ее коэффициент замедления очень быстро растет до величины $U = \pi/kP$, которая на низких частотах стремится к бесконечности. Частота f_{c1}^B , на которой $U_1 = \pi/kP$, является верхней критической частотой для волны I. На частотах, которые выше f_{c1}^B , волна данного типа не распространяется.

Можно выделить следующие две ситуации:

$$f_{c1}^B < f_{c3}^H \quad \text{и} \quad f_{c1}^B > f_{c3}^H. \quad (2)$$

В первом случае в области частот между верхней критической частотой волны I и нижней критической частотой волны II имеется полоса запираения, в которой распространяющиеся волны отсутствуют. При этом можно говорить об обычном одноволновом режиме распространения четной и нечетной волн системы связанных волноводов при $f > f_{c3}^H$. В этом режиме в связанных волноводах распространяются две волны: четная и нечетная. При выполнении второго неравенства (2) на частотах $f_{c3}^H < f < f_{c1}^B$ условия одноволнового режима нарушаются, так как в структуре одновременно распространяются три волны — две четные и одна нечетная.

При увеличении зазора d замедление четной волны I уменьшается. В частотной зависимости коэффициента замедления появляется участок, на котором $U < 1$ (быстрая волна). В пределе $d \rightarrow h$ вся кривая зависимости $U(f)$ лежит ниже единичного уровня. Такое поведение типично для собственной волны ЕВГ-волновода со сплошными цилиндрами. Нижняя критическая частота четной волны I при этом меньше нижней критической частоты волны II, т.е. волна I является основной волной. Поскольку при $d = h$ рассматриваемая структура представляет собой ЕВГ-волновод удвоенной ширины, то можем сделать вывод, что в его основную волну трансформировалась четная волна I. Четная волна II преобразовалась в следующую по номеру четную волну волновода удвоенной ширины. Таким образом, исследование показывает, что применение цилиндров с зазорами в общей стенке связанных волноводов не обеспечивает непрерывной трансформации основной волны структуры в одном предельном случае в основную

волну в другом предельном случае. Появление зазора приводит к скачкообразному изменению волновых свойств структуры, которое выражается в появлении дополнительной четной волны I. Как уже отмечалось выше, описанный выше эффект наблюдается не только в однорядных волноводах, но и в структурах с другим количеством рядов. Следует также отметить наличие точки пересечения дисперсионных кривых четной волны II и нечетной волны в случае ненулевых зазоров (см. рис. 12б–12г). В теории связанных линий передачи равенство коэффициентов замедления четной и нечетной волн означает отсутствие распределенной связи между линиями, так как ЛКС (1) при этом равен нулю.

С точки зрения электродинамики существование частоты, на которой $C = 0$, означает, что решетка цилиндров с зазорами на этой частоте становится непрозрачной для электромагнитных волн, и это препятствует энергетическому обмену между волноводами. Вероятно, наличие такой частоты связано с явлением последовательного резонанса [13] в решетке емкостных цилиндров, через которую осуществляется связь двух волноводов. С практической точки зрения существование точки нулевой связи является негативным фактором, который затрудняет или делает невозможным создание таких устройств как направленные ответвители на связанных волноводах.

Трансформация полей собственных волн. Выше мы рассмотрели трансформацию коэффициентов замедления собственных волн в системе связанных ЕВГ-волноводов. Далее мы представим результаты, полученные для пространственных распределений их полей.

На рис. 13–15 показаны поперечные амплитудные распределения полей собственных волн (напряженности электрического поля). На рис. 13а, 13б изображены распределения полей четной волны I двух связанных однорядных волноводов. Видно, что при сравнительно небольших зазорах поле этой волны концентрируется между цилиндром и экраном ПВ (рис. 13а). Волна сильно замедлена, и ее поле быстро убывает при удалении от образующей цилиндров. В ситуации, когда решетка цилиндров практически полностью удалена из ПВ (рис. 13б), поле волны относительно равномерно распределено по сечению структуры и близко к полю основной волны волновода удвоенной ширины, показанному на рис. 13в. Это распределение построено на частоте 3.38 ГГц, которая соответствует критической частоте эквивалентного прямоугольного металлического волновода с размером широкой стенки 44.4 мм.

Поле четной волны II показано на рис. 14а, 14б. Видно, что при увеличении зазора формируются минимумы поля, которые в предельном случае $d = h$ переходят в нули, характерные для четной

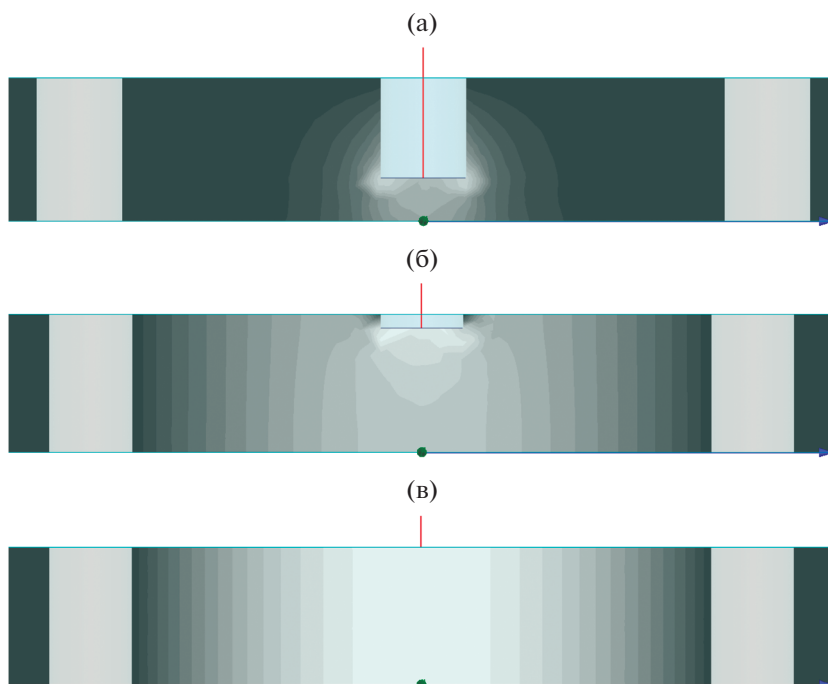


Рис. 13. Напряженность электрического поля четной волны I в системе связанных однорядных волноводов при $d = 3$ на частоте 6.95 ГГц (а), при $d = 9$ на частоте 3.34 ГГц (б) и при полностью удаленной решетке цилиндров на частоте 3.38 ГГц (в).

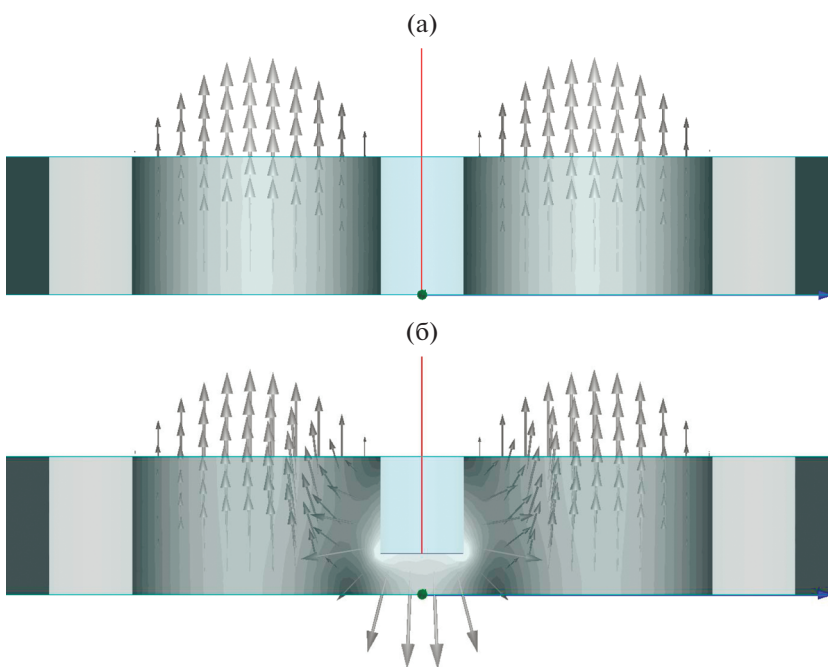


Рис. 14. Напряженность электрического поля четной волны II в системе связанных однорядных волноводов при $d = 0$ на частоте 9.59 ГГц (а) и при $d = 3$ на частоте 10.07 ГГц (б).

волны высшего типа в волноводе удвоенной ширины. Здесь и ниже на рис. 15 стрелки показывают мгновенное направление вектора поля.

На рис. 15а, 15б представлено распределение поля нечетной волны. Отметим, что оно меняется сравнительно слабо при увеличении зазора d . Об

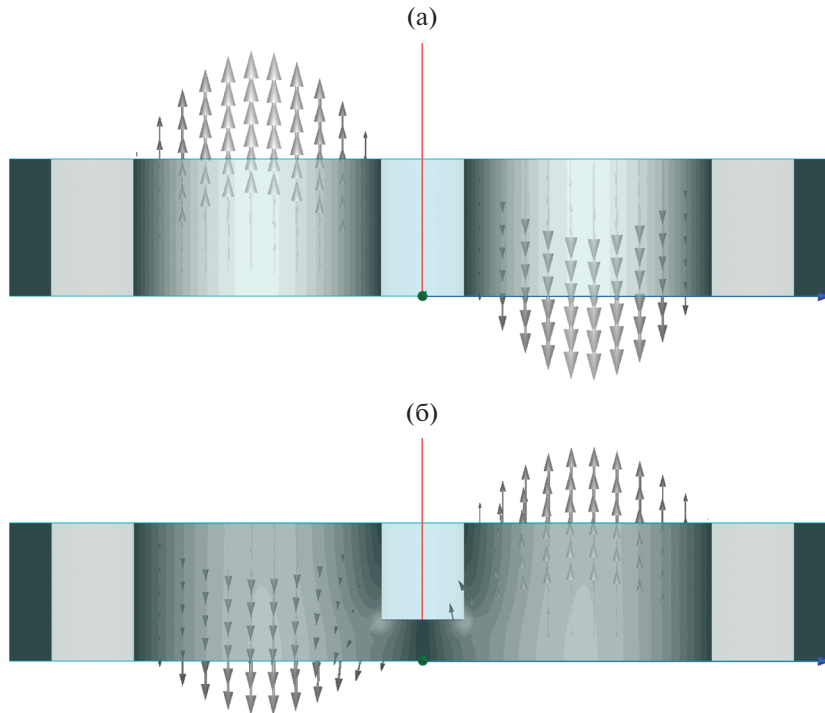


Рис. 15. Напряженность электрического поля нечетной волны в системе связанных однорядных волноводов при $d=0$ на частоте 9.65 ГГц (а) и при $d=3$ на частоте 9.46 ГГц (б).

этом также свидетельствует слабая зависимость ее коэффициента замедления от величины d (см. рис. 12а–12г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Система двух связанных EBG-волноводов с тонкими цилиндрами в общей стенке характеризуется двумя основными типами собственных волн – четной и нечетной. Линейный коэффициент связи, пропорциональный разности их постоянных распространения, сравнительно слабо зависит от частоты в исследованном диапазоне. Выбор параметров структуры – диаметра цилиндров в общей стенке и длины участка связи – дает возможность получить режим равного деления мощности в выходных плечах направленного ответвителя на таких волноводах. При этом коэффициенты передачи в эти плечи имеют достаточно слабую частотную зависимость в полосе частот до 30%. С ростом рядности связанных волноводов коэффициенты отражения и изоляции в полосе частот улучшаются, при этом длина участка связи для обеспечения режима равного деления мощности между выходными плечами увеличивается.

Система связанных EBG-волноводов с использованием емкостных цилиндров в общей стенке характеризуется существованием дополнительной связанной с зазором собственной волны. Эта волна существует только при ненуле-

вых зазорах и при увеличении величины зазора постепенно трансформируется в основную волну EBG-волновода удвоенной ширины. В то же время обычные четная и нечетная волны трансформируются в высшие типы волн этого волновода. Таким образом, дополнительная волна нарушает непрерывность перехода четных волн, существующих в соответствующих предельных волноводных структурах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton, NJ: Princeton Univ. Press., 1995.
2. *Gonzalo R., Ederra I., Martinez B., de Maagt P.* // Electron. Lett. 2005. V. 41. № 7. P. 421.
3. *Abdo Y.S.E., Chaharmir M.R., Shaker J., Antar Y.M.M.* // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2010. V. 9. P. 167.
4. *Abdo Y.S.E., Chaharmir M.R., Shaker J., Antar Y.M.M.* // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2010. V. 9. P. 1002.
5. *Grine F., Djerafi T., Benhabiles M.T., Riabi M.L.* // 2019 IEEE Radio and Wireless Symposium (RWS). 20–23 Jan.

2019. Orlando, FL, USA.
<https://doi.org/10.1109/RWS.2019.8714324>.
6. *Suntives A., Abhari R.* // IEEE Trans. 2007. V. AP-30. № 2. P. 163.
 7. *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer-Verlag, 2005.
 8. *Банков С.Е.* Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит, 2010.
 9. *Банков С.Е., Пангонис Л.И., Фролова Е.В.* // РЭ. 2010. Т. 55. № 11. С. 1285.
 10. *Bankov S.E.* // PIERS Proc. Moscow, Russia. August 18–21. 2009. P. 1680.
 11. *Банков С.Е., Дупленкова М.Д.* // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr09/4/text.html>.
 12. *Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar09/1/text.html>.
 13. *Банков С.Е., Калинин В.И., Фролова Е.В.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 855.
 14. *Банков С.Е., Калинин В.И., Фролова Е.В.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 852.
 15. *Сазонов Д.М.* Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988.
 16. *Унгер Г.Г.* Оптическая связь. М.: Связь, 1979.