

УДК 621.396.677.71.001.24

ЩЕЛЕВЫЕ ВОЛНЫ СВЯЗАННЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И ЗЕРКАЛЬНЫХ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ И НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ НА ИХ ОСНОВЕ

Г. И. Комарь

Модифицированным методом поперечного резонанса [1] рассчитаны характеристики связанных цилиндрических и зеркальных щелевых линий. С помощью двухкоординатной измерительной линии [2] проведены экспериментальные исследования таких линий передачи. Изучены свойства направленных ответвителей миллиметрового диапазона на основе связанных зеркальных щелевых линий.

Открытые волноведущие структуры — цилиндрическая и зеркальная щелевые линии (ЦЩЛ и ЗЩЛ) — имеют несколько режимов работы и, в частности, при $\lambda_0 < \lambda_{\text{пер}}$ (где λ_0 — рабочая длина волны, а $\lambda_{\text{пер}}$ — переходная длина волны [3, 4]) — режим медленной поверхностной цилиндрической щелевой волны [3]. В этом режиме, в зависимости от геометрических параметров, ЦЩЛ и ЗЩЛ можно придавать преимущественные свойства тех или иных линий передачи. Ниже докажем, что поверхностный характер ЦЩВ позволяет направленно ответвлять часть энергии ЦЩВ из одной линии в другую и на этой основе строить направленные ответвители так же просто, как и в случае диэлектрических волноводов [5] или световодов [6]. На базе ЗЩЛ эти ответвители можно выполнять в интегральном исполнении.

Физические процессы в связанных ЦЩЛ и ЗЩЛ таковы, что можно выделить как общие черты с другими типами связанных линий (например с диэлектрическим волноводом), так и ряд характерных особенностей. В области между внешними поверхностями связанных ЦЩЛ (ЗЩЛ) образуется дополнительная емкость, приводящая к перераспределению электрических зарядов на экранах и деформации распределения поля. Энергия электрического поля, запасаемая в этой емкости, и определяет степень взаимодействия линий, расщепление спектра и др.

В [7, 8] на основе строгого решения задачи дифракции рассмотрен спектр частот связанных двумерных резонаторов в виде круговых цилиндров со щелью, в том числе рассмотрен резонанс на щелевом типе колебания [8]. Анализ распространения ЦЩВ в связанных ЦЩЛ и ЗЩЛ требует специального исследования.

Квазистатический характер ЦЩВ позволяет модифицированным методом поперечного резонанса (МПР) определить основные соотношения для связанных ЦЩВ. Проведено сопоставление полученных соотношений с [8] и экспериментальными данными, созданы действующие макеты ответвителей миллиметрового диапазона длин волн на основе ЗЩЛ.

1. Связанные цилиндрические щелевые волны. МПР позволяет получить достаточно точные аналитические выражения, описывающие распространение ЦЩВ в связанных ЦЩЛ (ЗЩЛ) произвольной формы поперечного сечения. Рассмотрим связанные ЦЩЛ (ЗЩЛ), ориентированные щелями навстречу друг другу, когда величина связи варьируется в широких пределах. При прочих ориентациях щелевых ци-

линдров коэффициент связи $K_{св}$ остается малым. Ограничимся важным случаем взаимодействия одинаковых линий.

В системе из двух связанных ЦЩЛ при $ka < 1$ ($k = 2\pi/\lambda_0$, рис. 1) существует три квазистатических типа колебаний. Два из них связаны с расщеплением за счет взаимодействия основной квази- $H_{(0)}$ -волны ЦЩЛ на синфазную и противофазную волны связанных ЦЩЛ. Третьим типом является квази-ТЕМ-волна двухпроводной линии. На рис. 1 приведен знак электрического заряда на каждом из четырех ребер цилиндров (показан в кружочке), направление поперечного тока \vec{J} и качественное распределение силовых линий электрического поля (пунктирные линии) для противофазной ЦЩВ (рис. 1а), синфазной ЦЩВ (рис. 1б), квази-ТЕМ-волны (рис. 1в).

На критической длине волны $\lambda_{кр}$ [1, 3] в ЦЩЛ (ЗЩЛ) устанавливаются поперечные колебания ЦЩВ, как в двумерном квазистатическом резонаторе, который можно моделировать последовательным колебательным контуром, образованным погонными индуктивностью L_0 (виток цилиндра с током J) и емкостью C_0 (между ребрами щели). Между продольно-щелевыми цилиндрами устанавливается связь по поперечным компонентам электрического поля (при $\lambda_0 = \lambda_{кр}$ только продольная составляющая магнитного поля отличается от нуля и сосредоточена в объеме цилиндра), т. е. связь емкостного типа. Это отражено на эквивалентных схемах рис. 1. Эквивалентные схемы носят достаточный общий характер и применимы к ЦЩЛ произвольной формы поперечного сечения и к ЗЩЛ.

Фазовая скорость v_ϕ квази-ТЕМ-волны равна скорости света в вакууме c (при величине диэлектрической проницаемости внешнего пространства $\epsilon_b = 1$). Для ЦЩВ при $\lambda_0 = \lambda_{кр}$ $v_\phi \gg c$. При описании спектра связанных ЦЩЛ квази-ТЕМ-волну можно исключить. Для связанных ЗЩЛ это тем более справедливо — проводящая подложка закорачивает квази-ТЕМ-волну.

Взаимодействие резонансных объемов (рис. 1) приводит к появлению вместо резонансной длины волны $\lambda_{кр}$ двух — $\lambda_{кр I}$ и $\lambda_{кр II}$, отвечающих синфазному и противофазному колебаниям [9] ($k_{кр I, II} = 2\pi/\lambda_{кр I, II} = k_{кр0}/\sqrt{1 \mp K_{св}}$, где $k_{кр0} = 2\pi/\lambda_{кр0}$). Для случая внешней емкостной связи [10] $K_{св} = C_{св}/(C_0 + C_{св})$, где C_0 можно определить из [1], а $C_{св}$ — погонная емкость связи резонансных контуров. Для $k_{кр I, II}$ можно записать при $\epsilon = \epsilon_b = 1$

$$k_{кр I, II} (\epsilon = 1) = k_{кр0, I, II} = \{k_{кр0}^{-2} \pm [k_{кр0}^2 + 1/(S^+ C_{св})]^{-1}\}^{-1/2}, \quad (1)$$

где $S^+ = S_0$ в случае ЦЩЛ, $S^+ = 2S_0$ — в случае ЗЩЛ; S_0 — геометрическая площадь поперечного сечения внутренней полости щелевого цилиндра. Для $\epsilon > 1$ соотношение (1) переписывается:

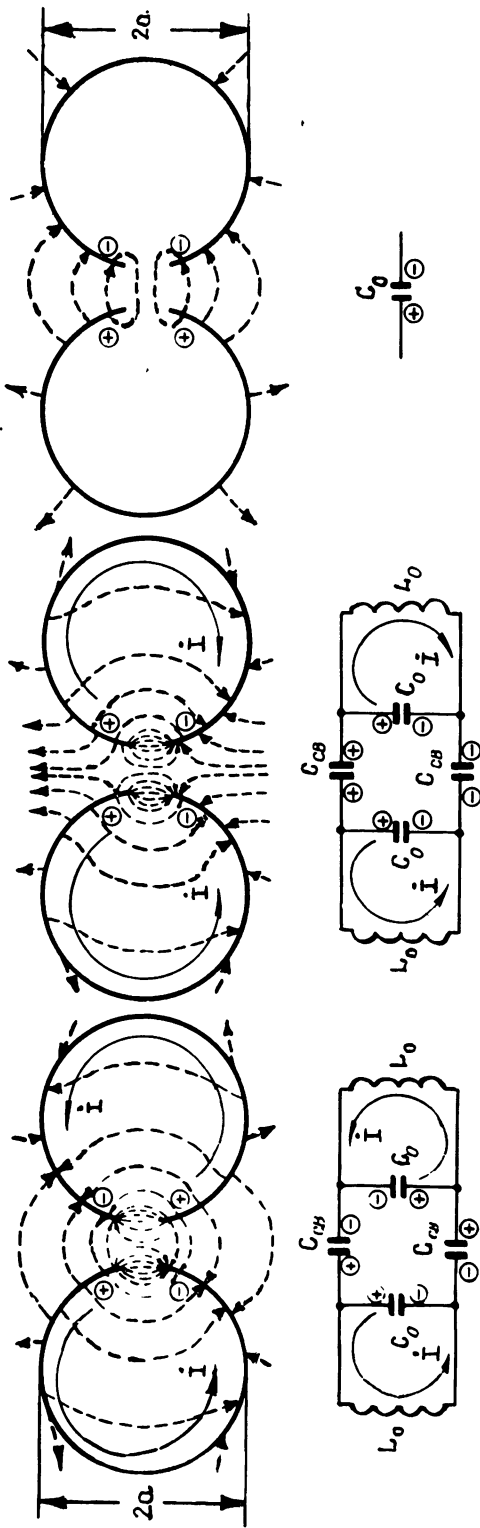
$$k_{кр I, II} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{эфф}}} \{k_{кр0}^{-2} \pm [k_{кр0}^2 + \epsilon_{эфф}/(S^+ \epsilon_b C_{св})]^{-1}\}^{-1/2}, \quad (2)$$

где $k_{кр0} = k_{кр}$ ($\epsilon = 1$) [1, 11], $\epsilon_{эфф}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость ЦЩЛ или ЗЩЛ [1, 11] (как правило, $\epsilon_b = 1$, и в дальнейшем ее будем опускать). Двум значениям $k_{кр I, II}$ соответствуют две щелевые волны, фазовые постоянные распространения $h'_{z I, II}$ которых описываются соотношением

$$h'_{z I, II} = \sqrt{k^2 \epsilon_{эфф} - k_{кр I, II}^2}, \quad (3)$$

где $k_{кр I, II}$ есть величина $\{k_{кр0}^{-2} \pm [k_{кр0}^2 + \epsilon_{эфф}/(S^+ C_{св})]^{-1}\}^{-1/2}$. Дисперсионное соотношение для квази-ТЕМ-волны связанных ЦЩЛ запишем как решение телеграфных уравнений [12] $h'_{z ТЕМ} = k/\epsilon_b$.

В качестве примера рассмотрим две связанных круговых ЦЩЛ с толщиной стенок цилиндра $2d_2$. Здесь $2C_{св}$ — погонная емкость двух



а) прогнитофазная ЦЩВ; б) синфазная ЦЩВ; в) квази-ТЕМ-волна.

Рис. 1. Квазистатические типы колебаний в связанных ЦЩЛ ($\epsilon = 1$) и соответствующие им эквивалентные схемы:

цилиндрических стержней с наружным диаметром $(2a+4d_2)$ [11]:

$$C_{св} = \frac{1}{2} \ln^{-1} \left[(t_3+2)/(2+4t_2) + \sqrt{[(t_3+2)/(2+4t_2)]^2 - 1} \right], \quad (4)$$

где $t_2 = d_2/a$, $t_3 = (l-2a)/a = \delta/a$. С учетом (4) и $S_0 = \pi a^2$ (2) переписывается:

$$(k_{кр I, II} a) = \left\{ (k_{кр 0a})^{-2} \pm \left[(k_{кр 0a})^2 + (2 \varepsilon_{эфф} / \pi) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \left(\frac{t_3 + 2}{2 + 4t_2} + \sqrt{\left(\frac{t_3 + 2}{2 + 4t_2} \right)^2 - 1} \right) \right]^{-1} \right\}^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{эфф}}}. \quad (5)$$

При $t_2 = 0$, $\varepsilon_{эфф} = 1$ (5) соответствует [8].

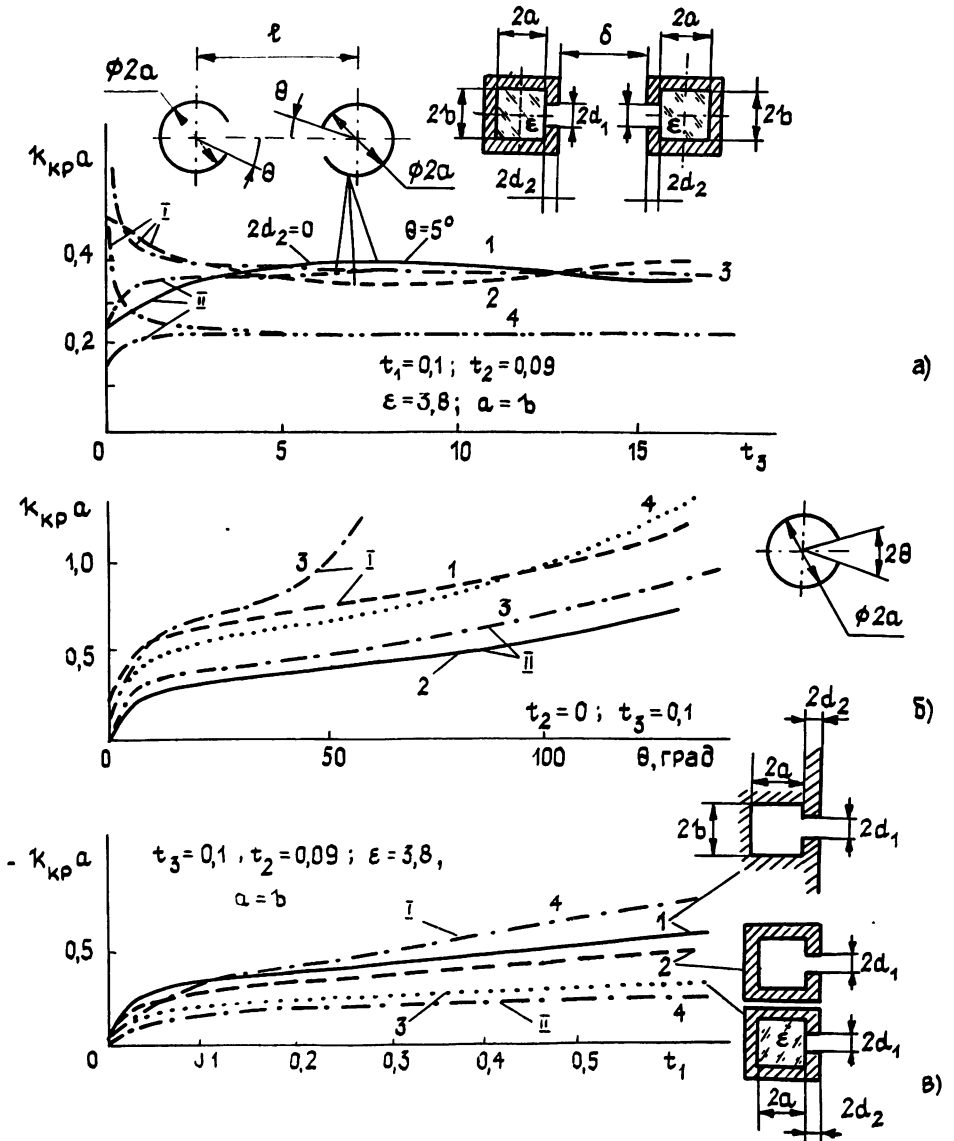


Рис. 2. Поперечные сечения и характеристики ЦЩЛ (I — $k_{кр I} a$, II — $k_{кр II} a$): а) для связанных круговых ЦЩЛ ($\varepsilon=1$) кривые 1 и 2 заимствованы из [13], 3 пересчитаны по (5), для связанных квадратных ЦЩЛ ($\varepsilon=3,8$) кривые 4 рассчитаны по (8); б) для связанных круговых ЦЩЛ ($\varepsilon=1$) кривые 1 и 2 заимствованы из [13], 3 пересчитаны по (5), для круговой одиночной ЦЩЛ ($\varepsilon=1$) кривая 4 рассчитана по (6); в) для одиночной квадратной ЦЩЛ рассчитаны кривые 1 ($\varepsilon=1$) по [16], 2 ($\varepsilon=1$) и 3 ($\varepsilon=3,8$) по (9), для связанных квадратных ЦЩЛ ($\varepsilon=3,8$) кривые 4 рассчитаны по (8).

На рис. 2а приведено сечение связанных ЦЩЛ и зависимость ($k_{кр 0, I, II} a$) от t_3 ($\theta = 5^\circ$; сплошная и штриховая линии заимствованы из [13], штрихпунктирные рассчитаны по (5)). Поведение $k_{кр 0, I, II}$ из (5) характерно для резонансных частот связанных контуров в отсутствие потерь: $K_{св} = 0$ ($l \rightarrow \infty$), $k_{кр 0I} \approx k_{кр 0II} \approx k$; рост $K_{св}$ (уменьшение l) приводит при $t_3 \sim 6$ к заметному расщеплению спектра; при $K_{св} \rightarrow 1$ ($l \rightarrow 2a$) $k_{кр 0I} \rightarrow \infty$, а $k_{кр 0II} \rightarrow k_{кр 0}/\sqrt{2}$. Видно, что (5) согласуется с [8] при $t_3 < 7$ несмотря на то, что в [8] учитываются потери на излучение h_g'' из системы. Объясняется это поведением h_g'' связанных ЦЩЛ: а) h_g'' сильно влияет на $k_{кр I}$ [9], однако для противофазного колебания $h_g'' \rightarrow 0$ [8]; б) h_g'' велико для синфазного колебания [8], однако h_g'' на величину $k_{кр II}$ влияет слабо [9]. При $t_3 > 5$ наблюдаются периодические изменения ($k_{кр I} - k_{кр II}$) в зависимости от t_3 с периодом порядка $\lambda_{кр}/2$, что вызвано интерференцией переотражающихся от цилиндров полей. Можно выделить два механизма взаимодействия ЦЩЛ: а) квазистатический при $t_3 < 5$ (связь осуществляется за счет квазистатических полей емкости C_0); б) интерференционный при $t_3 > 5$ (связь осуществляется за счет интерференционных полей). Область $t_3 > 5$ выходит за пределы применимости МПР, так как $t_3 \approx 4,5$ при $\theta = 5^\circ$ соответствует $\delta \sim \lambda_{кр}/2$.

Заметим, что критические длины волн у связанных ЦЩЛ $\lambda_{кр I, II}$ при $t_3 \rightarrow 0$ не переходят в $\lambda_{кр}$ волноводно-щелевой линии (ВЩЛ): $\lambda_{кр}$ ВЩЛ в $\sqrt{2}$ раз меньше $\lambda_{кр}$ ЦЩЛ [11], а $\lambda_{кр II}$ — в $\sqrt{2}$ раз больше $\lambda_{кр}$ ЦЩЛ; $\lambda_{кр I} \rightarrow 0$ при $t_3 \rightarrow 0$.

На рис. 2б показаны зависимости ($k_{кр I, II} a$) и ($k_{кр} a$) (пунктирная линия) от θ . Сплошная и штриховая линии взяты из работы [13]. Величину ($k_{кр} a$) можно рассчитывать, как и в работе [14], по асимптотической формуле $k_{кр} a \approx [2 \ln(\sin \theta/2) - 1]^{-1/2}$. Однако более точным является квазистатическое соотношение (для $2d_2 = 0$)

$$k_{кр 0} = 1/\sqrt{2}[(1 - \theta/\pi)^2 + \theta/\pi] \ln \operatorname{ctg} \theta/4, \quad (6)$$

которое при $\theta < 1^\circ$ совпадает с [14], а при $1^\circ < \theta < 180^\circ$ лучше согласуется с результатами строгих расчетов [14] и с экспериментом. Из рис. 2б видно, что (5) и [8] при $\theta < 35^\circ$ согласуются с погрешностью менее 12%. При $\theta > 50^\circ$ (5) дает качественно верный результат, хотя при больших θ цилиндр со щелью превращается в цилиндрическую ленту и (4) становится неверным. Резкое возрастание штрихпунктирной кривой 1 на рис. 2б при $\theta > 50^\circ$ связано с тем, что в (5) не учитывается h_g'' . При этом с ростом $K_{св}$ (или $C_{св}/C_0$) ($k_{кр I} a$) $\rightarrow \infty$. Рост θ приводит к уменьшению $C_0 = (2/\pi) \ln \operatorname{ctg}(\theta/4)$ и, как следствие, к относительному увеличению $K_{св}$ ($C_{св}/C_0$ увеличивается).

В качестве второго примера рассмотрим взаимодействие двух ЦЩЛ прямоугольной формы поперечного сечения (рис. 2а) с размерами ($2a \times 2b$). Подставляя в (2) $S_0 = 4ab$ и погонное значение $C_{св}$ из [15],

$$C_{св} = (4b/a + 8t_2)/t_3 + \frac{2}{\pi} \left(\frac{2+4t_2}{t_3} \right) [1 + \ln(1 + t_3/(2+4t_2))], \quad (7)$$

получим

$$k_{кр I, II} = \{k_{кр 0}^{-2} \pm [k_{кр 0}^2 + (\epsilon_{эф}/4abC_{св})]^{-1}\}^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{эф}}}, \quad (8)$$

где $t_1 = d_1/a$, а

$$k_{кр} \sqrt{ab} = (1/2) \sqrt{\pi / \{2\epsilon_{эф} [\pi d_2/2d_1 + \ln(4\sqrt{ab}/\sqrt{\pi} d_1)]\}}. \quad (9)$$

Зависимости ($k_{кр} a$) от t_1 квадратной ЦЩЛ при $t_2 = 0,09$ приведены на рис. 2в штриховой ($\epsilon = 1$) и пунктирной ($\epsilon = 3,8$) линиями.

Сплошной линией изображена аналогичная зависимость, пересчитанная по результатам [16] для квадратного щелевого цилиндра, нагруженного на полупространство через щель в проводящем экране (рис. 2в) при $t_2 = 0,09$ и $\varepsilon = 1$. Результаты [16] и (9) согласуются с точностью до 8% даже при $t_1 \sim 0,5$. Кривые I, II рис. 2в получены из (8) при $\varepsilon = 3,8$. Зависимость $(k_{крI} \text{ и } a)$ от t_3 для таких же ЦЩЛ приведена на рис. 2а линиями штрихдвойной пунктир. Ход зависимости аналогичен случаю (5), однако заметной величины $(k_{крI} a - k_{крII} a) \times (k_{кр0} a)^{-1} > 5\%$ расщепление спектральной линии наблюдается при меньших, чем в первом примере, t_3 ($t_3 < 4$). Связано это с втягиванием силовых линий электрического поля в диэлектрик, заполняющий ЦЩЛ, и с взаимосвязанным ростом C_0 .

2. Направленные ответвители на основе ЗЩЛ. Методика проведения эксперимента. Для экспериментального исследования связанных ЦЩВ изготовлены лабораторные макеты направленных ответвителей на основе связанных ЗЩЛ. На рис. 3 приведены фотографии нескольких лабораторных макетов функциональных элементов на основе ЗЩЛ, в том числе макетов ответвителей (см. рис. 3а и рис. 3е). Согласованные нагрузки на рис. 3е выполнены из поглощающего материала с ε , близким по величине к ε ЗЩЛ. Такая нагрузка обеспечивает собственный КСВ $\sim 1,1 \div 1,15$. Короткозамыкающие отражатели на рис. 3д, ж представляют собой проводящие пластины с габаритами $8a \div 10a$ и имеющие электрический контакт с торцом ЗЩЛ и с подложкой. При этом обеспечивается коэффициент отражения $\xi_0 \sim 0,92 \div 0,94$.

Для стыковки отрезков ЗЩЛ (ЦЩЛ) между собой рассмотрены варианты фланцевых соединений. Так как поток вектора Умова — Пойнтинга ЦЩЛ (ЗЩЛ) сконцентрирован на щели и от 0,5 до 0,3 полного потока (в зависимости от t_2) приходится на внешнюю сторону щелевого цилиндра [3, 4, 17], фланцевые соединения необходимо разрабатывать с освобождением вокруг щели щелевого цилиндра. Первые конструкции фланцев представляли собой диски с секториальным вырезом в области щели. Более удачным оказался фланец, у которого освобождение вокруг щели выполнено в виде сквозного отверстия, размер последнего выбирается исходя из минимума ξ_0 от фланца. Так, для $\xi_0 \sim 0,025$ размеры отверстия должны быть $(7,5a \times 7,5a)$. Описанный фланец вносит в тракт затухание порядка 0,6 дБ, что на порядок больше, чем у волноводных фланцев в сантиметровом диапазоне длин волн [15], однако это в 2—3 раза меньше, чем результаты исследования волноводных фланцев при $8 \text{ мм} < \lambda_0 < 10 \text{ мм}$ [19].

Экспериментальное исследование характеристик лабораторных макетов направленных ответвителей на основе ЗЩЛ, в том числе распределение электрического поля в поперечном и продольном сечениях связанных ЗЩЛ проводилось при помощи двухкоординатной измерительной линии (ДИЛ) [2, 18]. Для этого исследуемый макет крепится к массивному столу ДИЛ, а зонд ДИЛ перемещается в плоскости, параллельной подложке макета.

3. Характеристики направленных ответвителей на основе связанных ЗЩЛ. Сечение связанных ЗЩЛ приведено на рис. 4а. При выбранной системе обозначений расчет характеристики таких ответвителей проводится по формулам (7)—(9). На рис. 4б показана топология ответвителей, внешний вид которых обсуждался в разд. 2. Коэффициент передачи P_3/P_1 и коэффициент P_2/P_1 ответвителей согласно [20] описываются соотношениями

$$P_3/P_1 = \sin^2(K_s L) \exp(-h_z'' L), \quad P_2/P_1 = \cos^2(K_s L) \exp(-h_z'' L), \quad (10)$$

где P_i — уровень мощности в i -м плече ответвителя, h_z'' — потери в ЗЩЛ, коэффициент связи между линиями $K_s = (h'_{z1} - h'_{z11})/2$. Соотношения (10) согласуются с экспериментом (рис. 4г). Дисперсия P_3/P_1 и P_2/P_1 объясняется тем, что при $\lambda_0 \ll \lambda_{кр}$ $h'_{z11} \sim h'_{z1} \sim k\sqrt{\varepsilon_{эфф}}$, т. е. $K_s \rightarrow 0$.

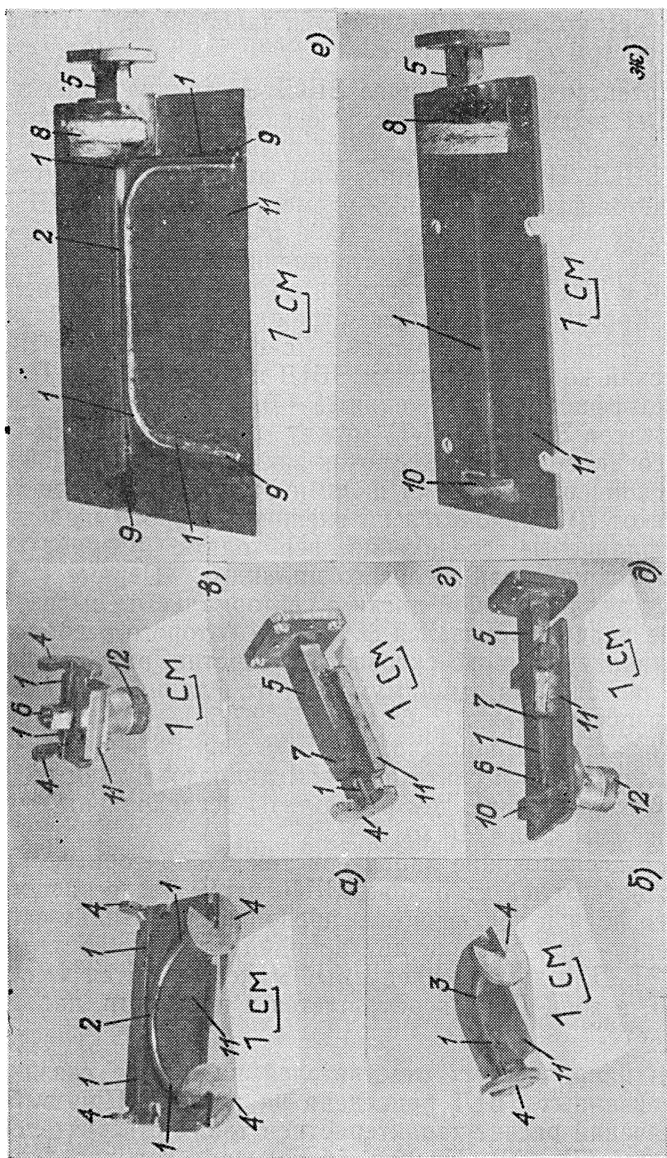


Рис. 3. Функциональные элементы на основе ЗЦДЛ: а) направленный ответвитель ($2a = b = 0,8 \times 0,8$ мм, $t_2 = 0,44$, $t_1 = 0,25$, $e = 2,25$, $t_3 = 8$); б) изгиб ЗЦДЛ на 90° ; в) проходная детекторная секция; г) волноводно-щелевой переход (ВЩП) от стандартного волновода к ЗЦДЛ через экранированную ЗЦДЛ [17]; д) детекторная секция с ВЩП; е) направленный ответвитель ($2a = b = 0,8$ мм, $t_2 = 0,75$, $t_1 = 0,25$, $e = 2,1$, $t_3 = 2,5$); ж) отрезок ЗЦДЛ с ВЩП [18].

Цифрами обозначены: 1 — отрезки связанных ЗЦДЛ, 3 — изгибы ЗЦДЛ, 5 — изгибы ЗЦДЛ в плоскости подложки, 4 — фланцевые соединения, 2 — отрезки связанных ЗЦДЛ, 6 — детекторный диод, включенный в щель ЗЦДЛ, 7 — ступенчатый ВЩП через экранированную ЗЦДЛ, 8 — ступенчатый ВЩП с чешуйчатой характеристикой через несимметричный П-образный волновод [17], 9 — согласованная нагрузка, 10 — неподвижный короткозамыкающий отражатель, 11 — подложка, 12 — выходной разъем детектора.

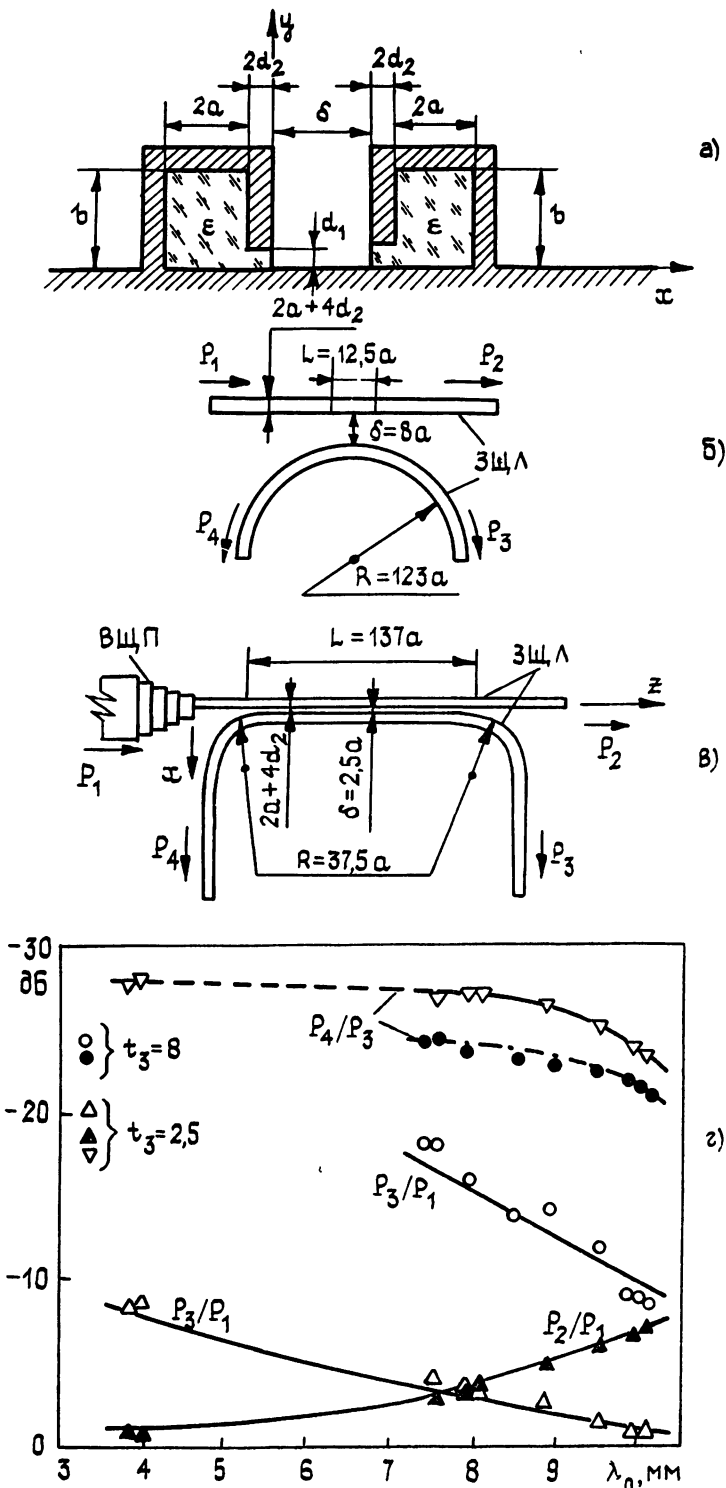


Рис. 4. Поперечное сечение связанных ЗЩЛ, топология направленных ответвителей и их характеристики.

Связанные ЗЩЛ имеют, как и одиночная ЗЩЛ, несколько режимов работы: диапазону $\lambda_{\text{пер}} \leq \lambda \leq \lambda_{\text{кр}}$ соответствует режим излучения с высокими h_g'' [4, 11, 18]. С ростом $C_{\text{св}}$ происходит уменьшение (по сравнению с $k_{\text{кр}}$) $k_{\text{крII}}$ и $k_{\text{перII}} = 2\pi/\lambda_{\text{перII}} = k_{\text{крII}}/\sqrt{\epsilon_{\text{эфф}} - 1}$ ($h'_{zII}(\lambda_{\text{перII}}) = k$). Следовательно, излучение ЦЩВ из связанных ЗЩЛ (ЦЩЛ) начи-

нается раньше, чем в случае одиночной линии, и ответвитель имеет более узкую полосу рабочих частот, чем ЗЩЛ; при $\lambda_0 > \lambda_{пер11}$ ответвитель неэффективен.

Коэффициент направленности P_4/P_3 в рассматриваемых случаях составляет приемлемую величину около 25 дБ (рис. 4г). Ответвитель, приведенный на рис. 3а, применим для возбуждения резонаторов бегущей волны, образованных свернутым в кольцо отрезком ЗЩЛ или ЦЩЛ [21]. Ответвитель, приведенный на рис. 3е, позволяет осуществлять перекачку мощности из возбуждающей ЗЩЛ в возбуждаемую (при $\lambda_0 > 10$ мм, $P_3/P_1 < 1$ дБ). Существенно, что таким же образом возможно осуществлять перекачку мощности в ЗЩЛ, например, из диэлектрического волновода (рис. 5) [22].

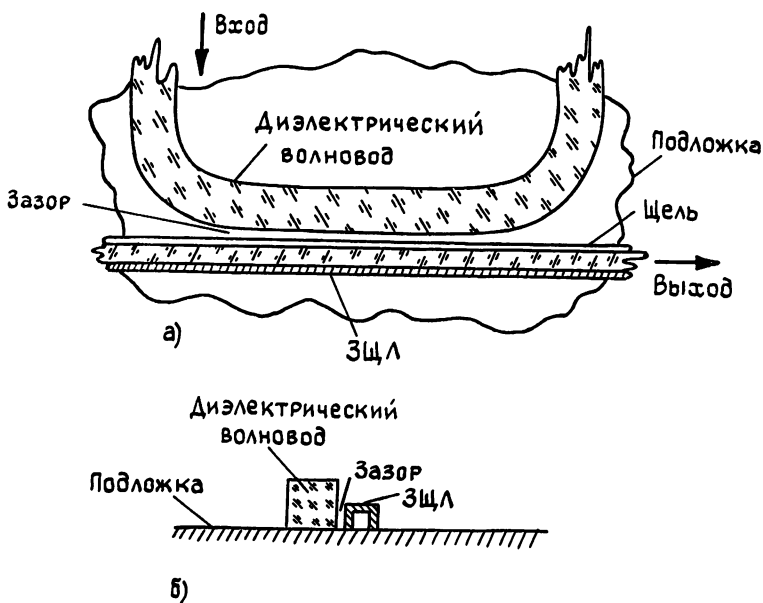


Рис. 5. Направленный ответвитель на основе связанных ЗЩЛ и диэлектрического волновода.

Для ЦЩЛ и ЗЩЛ на основном квази- H_{00} -типе колебания [4, 18] характерна высокая степень концентрации и экранировки проводящим экраном электромагнитного поля, более высокая, чем у диэлектрического волновода, помехозащищенность. Исходя из этих свойств можно предположить, что K_s пренебрежимо мал. Такая ситуация действительно имеет место при всех вариантах взаимной ориентации связанных ЦЩЛ или ЗЩЛ, за исключением рассмотренного в данной работе, когда между цилиндрами образуется дополнительная емкость $C_{св}$, за счет изменения которой K_s варьируется в широких пределах. Поэтому, невзирая на высокую степень концентрации поля, ответвители на основе ЗЩЛ можно строить по такой же простой схеме, как и в случае диэлектрических волноводов.

При помощи ДИЛ проведено исследование распределения электрического E -поля ЦЩВ в поперечном сечении связанных ЗЩЛ. Поле связанных ЗЩЛ сходно с суммой амплитудных распределений одиночных ЗЩЛ, разнесенных на расстояние δ . Однако скорость спада поля от щелей в нашем случае меньше, а при $x \sim \delta/2$ амплитуда E_x -компоненты во много раз превышает уровень E_x -компоненты одиночной ЗЩЛ. В этом проявляется влияние $C_{св}$ на формирование поля в зазоре между линиями.

Рассмотренные макеты имеют приемлемые для практики параметры, причем имеется возможность ослабить зависимость K_s от λ_0 за счет некоторого усложнения конструкции — построения ответвителей с не-

Однородной связи. Применение ступенчатых ответвителей позволяет сократить их длину L .

ЛИТЕРАТУРА

1. Комарь Г. И., Шестопапов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 229 — Харьков, 1983.
2. Комарь Г. И. Тезисы докладов Всесоюз. научн.-техн. конф. Проблемы интегральной электроники СВЧ. — Л.: ЛЭТИ, 1984. С. 180.
3. Шестопапов В. П. // ДАН СССР. 1982. Т. 264. № 5. С. 1139.
4. Комарь Г. И., Шестопапов В. П. // ДАН СССР. 1985. Т. 280. № 2. С. 362.
5. Взятых В. Ф. Диэлектрические волноводы. — М.: Сов. радио, 1970. — 216 с.
6. Сомех С. В. кн.: Введение в интегральную оптику: Пер. с англ. / Под ред. Т. А. Шмаонова. — М.: Мир, 1977. С. 194.
7. Мележик П. Н. // ДАН УССР. 1980. Сер. А. № 2. С. 65.
8. Кошпаренко В. Н., Мележик П. Н., Шестопапов В. П. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. № 119. С. 1145.
9. Калинин В. И., Герштейн Г. М. Введение в радиофизику. — М.: Гостехиздат, 1957. — 660 с.
10. Доброневский О. В. Справочник по радиоэлектронике. — Киев: Вища школа, 1978. — 359 с.
11. Комарь Г. И. Диссертация. Харьков, 1984.
12. Асеев Б. П. Основы радиотехники. — М.: Связьиздат, 1947. — 366 с.
13. Шестопапов В. П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. — Киев: Наукова думка, 1983. — 251 с.
14. Носич А. И., Шестопапов В. П. // ДАН СССР. 1977. Т. 234. № 1. С. 53.
15. Фельдштейн А. А., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. — М.: Сов. радио, 1967 — 651 с.
16. Гарб Х. Л., Фридберг П. Ш. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. Вып. 1. С. 1.
17. Комарь Г. И., Нефедов Ю. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28 № 7. С. 941.
18. Комарь Г. И., Шестопапов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 3. С. 364.
19. Турянский В. П. Тезисы докладов VI Всесоюз. научн.-техн. конф. Метрология в радиоэлектронике. — М.: ВНИИФТРИ, 1984. С. 100.
20. Marcatili E. A. I. // Bell System Tech. J. 1969. V. 48. P. 2071.
21. А. С. № 1089524 (СССР). Оpubл. в Б. И. 1984. № 16. С. 126.
22. Комарь Г. И., Шестопапов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 230. Харьков, 1983.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
5 мая 1987 г.

SLOT WAVES OF THE COUPLED CYLINDRICAL AND IMAGE SLOT LINES AND THE DIRECTIONAL COUPLERS BASED ON THEM

G. I. Komar'

Characteristics of the coupled cylindrical and image slot lines are obtained with the help of the modified cross-resonance method. The experimental investigation of the coupled lines and two-coordinate measurement line in the millimeter-wave range is carried out.