

В. В. Гламаздин, М. П. Натаров, В. Н. Скрасанов, А. И. Шубный
Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: skresanov@ire.kharkov.ua

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭЛЕМЕНТОВ СВЯЗИ ЗЕРКАЛЬНОГО ДИСКОВОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА. Часть 1. СВЯЗЬ С СОГЛАСОВАННЫМИ ВОЛНОВОДАМИ

Для эффективного использования открытых резонаторов (ОР) в измерительной технике и в качестве колебательных систем твердотельных генераторов требуется учет влияния элементов связи (ЭС) на характеристики ОР. В ОР ЭС вызывают дополнительные радиационные потери из-за рассеяния и излучения в свободное пространство. До настоящего времени исследования таких потерь в разновидности ОР – зеркальных дисковых диэлектрических резонаторах (ЗДДР) с модами шепчущей галереи – и их влияния на характеристики ЗДДР не проводились. В работе представлены результаты экспериментального исследования радиационных потерь энергии на ЭС ЗДДР с согласованными волноводами. Измерения проведены методом импеданса и методом баланса мощностей, которые были модифицированы для применения к ЗДДР. Исследованы ЭС двух типов: отверстие в диафрагме на зеркале и заууженный открытый конец волновода (щель) на зеркале. Приведены результаты измерений характеристик радиационных потерь, их зависимость от размеров и места расположения ЭС; дана сравнительная характеристика ЭС двух типов. Показано, что ЭС в виде щелей имеют более высокую эффективность возбуждения ЗДДР и вывода энергии из ЗДДР по сравнению с ЭС в виде отверстий. Ил. 12. Библиогр.: 12 назв.

Ключевые слова: зеркальный дисковый диэлектрический резонатор, моды шепчущей галереи, элемент связи, радиационные потери, эффективность возбуждения, эффективность вывода энергии, добротность, эквивалентная схема.

Дисковые диэлектрические резонаторы (ДДР) с модами шепчущей галереи (ШГ) обладают рядом свойств, дающих им преимущество по сравнению с другими типами резонаторов в миллиметровом диапазоне длин волн [1–3]. Для диэлектриков с малыми потерями (тефлон, кварц, сапфир) добротность ДДР сравнима или превышает добротность традиционных квазиоптических открытых резонаторов (КОР) с металлическими зеркалами, при малых по сравнению с КОР размерах.

Зеркальный дисковый диэлектрический резонатор (ЗДДР) представляет собой полудиск, образованный из ДДР диаметальной секущей плоскостью, перпендикулярной основанию диска. Полудиск расположен на плоском металлическом основании (зеркале), поверхность которого совпадает с секущей плоскостью [1–3]. Такая «зеркальная» конструкция привлекательна для практических приложений: в ней удобно устанавливать в металлическом зеркале под полудиском элементы связи (ЭС) с волноводными линиями передачи, а также размещать в отрезках волноводов полупроводниковые приборы.

Известно, что при возбуждении любых открытых резонаторов (ОР) часть энергии, проходящей через ЭС, излучается в свободное пространство, не участвуя в пополнении энергии резонансной моды [4]. В свою очередь, часть энергии резонансной моды излучается в свободное пространство из-за рассеяния на ЭС. Указанные два вида радиационных потерь ЭС снижают эффективность использования ОР на практике. Четко определенные понятия эффективностей возбуждения и вывода энергии ОР и методы их измерения были впервые предложены для КОР [4–6]. К настоящему времени исследованию эффектив-

ности ЭС КОР посвящено большое количество работ (список литературы в [6]).

Радиационные потери ДДР с модами ШГ исследовались в [7]. В этой работе были измерены потери ЭС в виде волновода заууженного сечения или в виде петли на конце коаксиала, которые размещались в пространстве вблизи боковой поверхности ДДР. Однако эффективность ЭС ЗДДР до сих пор характеризовали только на качественном уровне [1–3].

Целью данной работы является экспериментальное исследование радиационных потерь элементов связи ЗДДР с полыми волноводами. Отличие конструкции ЗДДР и, соответственно, структуры полей и спектра от КОР потребовало модификации методов экспериментальных исследований радиационных потерь ЭС – метода баланса мощностей [5, 6] и метода импеданса [6].

В работе исследованы характеристики радиационных потерь ЭС двух типов – щель и отверстие в диафрагме, расположенные на зеркале ЗДДР. Проведено сравнение радиационных потерь и эффективности ЭС в зависимости от типа, размеров, места расположения. Найдены условия оптимального применения ЭС в ЗДДР.

1. Конструкция ЗДДР и схема измерений.

Зеркальный ДДР образован тефлоновым полудиском диаметром 99,5 мм и толщиной 8,6 мм. Полудиск 1 (рис. 1) расположен на поверхностях двух отдельных зеркал, установленных в одной плоскости. В центре зеркала 2 выполнен исследуемый ЭС в виде сужающегося волновода или волновода с диафрагмой на поверхности зеркала. Элементы связи размещались в области локализации поля резонансной моды как под полудиском, так и вне его. Использовалась серия иден-

тичных медных зеркал 2 диаметром 60 мм с ЭС в виде щелей с размерами 0,1×7,2, 0,3×7,2 и 0,6×7,2 мм, а также в виде отверстий диаметром 2,6 и 3,1 мм соответственно в диафрагме толщиной 0,1 мм.

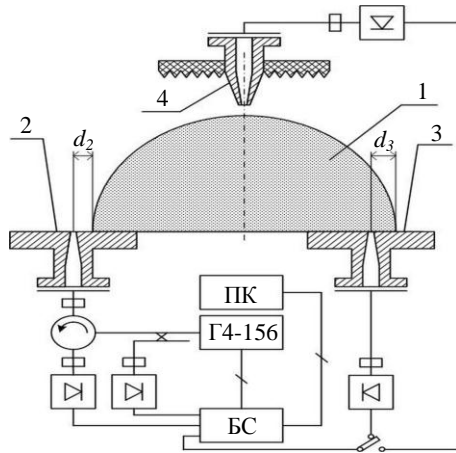


Рис. 1. ЗДДР и схема измерений

Для исследования влияния положения ЭС на радиационные потери и характеристики ЗДДР была предусмотрена возможность плавного перемещения зеркал 2 вдоль радиуса полудиска. Полудиск 1 закреплен на латунном зеркале 3 с размерами 100×100 мм, в центре которого выполнен дополнительный ЭС с размерами 0,09×7,2 мм. Дополнительный ЭС предназначен для проведения измерений эффективности ЭС по методу баланса мощностей, а также измерения собственной добротности по методу импеданса. Конструкция макета позволяла устанавливать полудиск на зеркале 3 в нужном месте относительно дополнительного ЭС. Края зеркал 2 при всех положениях ЭС в проведенных экспериментах оставались вне поля собственных колебаний ЗДДР и поэтому не вносили заметных возмущений и дополнительного рассеяния запасенной энергии.

Положение исследуемого ЭС на зеркале 2 относительно края полудиска обозначим d_2 , а дополнительного ЭС на зеркале 3 – d_3 . Если ЭС находится под полудиском, то значения d_2 или d_3 будут со знаком «+», а если вне полудиска – то со знаком «-».

Для измерения эффективности вывода энергии ЭС по методу баланса мощностей необходим также зонд 4, выполненный в виде зауженного открытого конца волновода с размером щели 0,09×7,2 мм и внешним размером 0,8×8,9 мм, установленный над полудиском в области слабого поля резонансной моды. Для минимизации возмущений поля резонансной моды детектор и волноводные фланцы располагались за поглощающим экраном, а зонд выступал из экрана на 15 мм.

В экспериментах ЗДДР возбуждался как со стороны исследуемого ЭС на зеркале 2, так и со стороны дополнительного ЭС на зеркале 3 от генератора Г4-156, входящего в состав аппаратно-вычислительного комплекса (АВК), разработанного для исследования резонаторов в 8-мм диапазоне длин волн с добротностями от сотни единиц до сотни тысяч [8]. Сигналы, поступающие на вход блока сопряжения (БС), пропорциональны падающей на детекторы микроволновой мощности, так как детектирование осуществляется в квадратичной области характеристики диодов. Установка позволяет производить одновременную запись в ПК трех амплитудно-частотных характеристик.

В качестве примера на рис. 2 представлена запись коэффициента отражения по мощности R при возбуждении ЗДДР со стороны зеркала 2 со щелью 0,3×7,2 мм в диапазоне частот 29...33 ГГц, при этом $d_2 = 3$ мм, а $d_3 = 1$ мм. В этом и во всех последующих экспериментах волноводы на входе и выходах ЗДДР были ориентированы для возбуждения EH -поляризованных мод (широкая стенка волноводов перпендикулярна торцевой поверхности полудиска).

Спектр исследуемого резонатора (рис. 2) образован серией основных $EH_{n,1,1}$ -мод ЗДДР. Рядом наблюдаются более добротные моды HE -типа. Перепады уровня отраженного сигнала между резонансами основных мод обусловлены близким расположением к исследуемому резонансу других высоко- и низкодобротных резонансов в ЗДДР и отражениями в волноводном тракте. Представленные далее результаты получены для избранной моды $EH_{39,1,1}$ с резонансной частотой 30,6 ГГц.

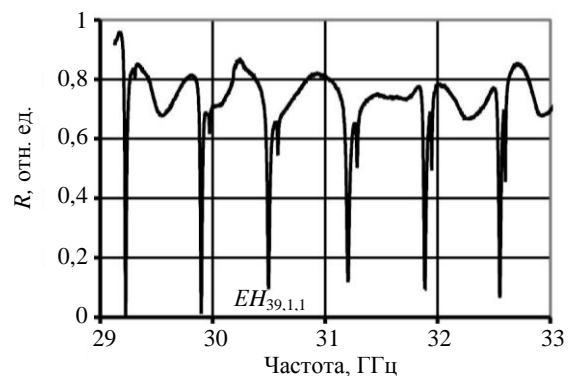


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения исследуемого ЗДДР

2. Измерение эффективностей возбуждения и вывода энергии ЭС ЗДДР методом баланса мощностей. Этот метод основан на законе сохранения энергии и предполагает измерение нагруженной и собственной добротностей ОР, коэффициентов отражения и прохождения, а так-

же запасенной в резонаторе энергии. Этих данных достаточно для расчета значений эффективности возбуждения ОР и эффективности вывода энергии ЭС из ОР [6]. Особенность метода – нахождение запасенной в ОР энергии по измеренной напряженности поля. Такое измерение в КОР выполняется с помощью дополнительного ЭС. Его калибруют по известной напряженности поля плоской волны, падающей на отдельно расположенное зеркало с дополнительным ЭС [4, 5]. Применение этого метода к измерениям эффективности ЭС в ЗДДР наталкивается на невозможность калибровки дополнительного ЭС, так как теоретическое распределение поля резонансной моды ШГ в ЗДДР известно лишь приближенно [1, 2], а воссоздать это распределение вне ЗДДР не представляется возможным. Тем не менее, методом баланса мощностей можно провести сравнительные измерения эффективностей возбуждения и вывода энергии различных ЭС в ЗДДР. Покажем это.

Пусть в стационарном режиме вынужденных колебаний в ЗДДР на ЭС по волноводу падает волна с мощностью P_{inc} . По определению [4], эффективность возбуждения η_{in} ЗДДР есть отношение мощности собственных потерь P_0 к прошедшей в ЭС мощности $(P_{inc} - P_{ref})$, где P_{ref} – отраженная мощность. К собственным мы относим все виды потерь ЗДДР, включая потери на дополнительном ЭС, кроме потерь на исследуемом ЭС. Пусть в ЗДДР запасена энергия W , а собственная добротность ЗДДР равна Q_0 , тогда эффективность возбуждения можно представить в виде [6]

$$\eta_{in} = \frac{2\pi f_L W}{Q_0(P_{inc} - P_{ref})}, \quad (1)$$

где f_L – частота нагруженного резонанса (ЗДДР в нагруженном состоянии с исследуемым ЭС).

Анализ (1) показывает, что η_{in} не зависит от абсолютной величины падающей мощности, а запасенная энергия W пропорциональна коэффициенту передачи по мощности из исследуемого ЭС на зеркале 2 в дополнительный ЭС на зеркале 3 (рис. 1). Тогда отношение эффективностей возбуждения ЗДДР двумя различными ЭС на зеркале 2 будет равно

$$\frac{\eta_{in1}}{\eta_{in2}} = \frac{T_1(1 - R_2)}{T_2(1 - R_1)}, \quad (2)$$

где η_{in1} , η_{in2} – эффективности возбуждения; T_1 , T_2 – коэффициенты передачи по мощности из исследуемого ЭС в дополнительный ЭС; R_1 , R_2 – коэффициенты отражения по мощности, для каждого из двух исследуемых ЭС.

Рассмотрим возбуждение ЗДДР через дополнительный ЭС на зеркале 3. Через исследуемый ЭС на зеркале 2 в волновод выводится мощность P_{ex} , а в пространство рассеивается мощность P_{sc} . По определению, эффективность вывода энергии ЭС есть $\eta_{out} = P_{ex} / (P_{ex} + P_{sc})$ [5]. Как показано в [4], η_{out} можно представить в виде

$$\eta_{out} = \frac{P_{ex} Q_0 Q_L}{2\pi f_L W (Q_0 - Q_L)}, \quad (3)$$

где Q_L – нагруженная добротность ЗДДР с исследуемым ЭС.

Для измерения отношения эффективностей вывода энергии (3) сравниваемых ЭС η_{out1} и η_{out2} отношение запасенных энергий можно заменить отношением коэффициентов передачи из дополнительного ЭС на зеркале 3 в зонд 4 (рис. 1) A_1 и A_2 , а отношение мощностей P_{ex} – отношением коэффициентов передачи из дополнительного ЭС на зеркале 3 в исследуемый ЭС на зеркале 2 T_1 и T_2 . Тогда отношение эффективностей вывода энергии исследуемых ЭС η_{out1} и η_{out2} в двух опытах (это могут быть различные ЭС на зеркале 2, или один и тот же ЭС, но находящийся в различных положениях относительно полудиска) будет иметь вид:

$$\frac{\eta_{out1}}{\eta_{out2}} = \frac{T_1 A_2 Q_{L1} (Q_0 - Q_{L2})}{T_2 A_1 Q_{L2} (Q_0 - Q_{L1})}, \quad (4)$$

где Q_{L1} и Q_{L2} – нагруженные добротности.

На рис. 3 приведены измеренные на резонансной частоте ЗДДР коэффициенты передачи $T(d_2)$ и $A(d_2)$, а также коэффициент отражения $R(d_2)$, измеренный при возбуждении резонатора через исследуемый ЭС, необходимые для расчета зависимостей $\eta_{in}(d_2)$ и $\eta_{out}(d_2)$ по формулам (2) и (4), для ЭС в виде щели $0,6 \times 7,2$ мм.

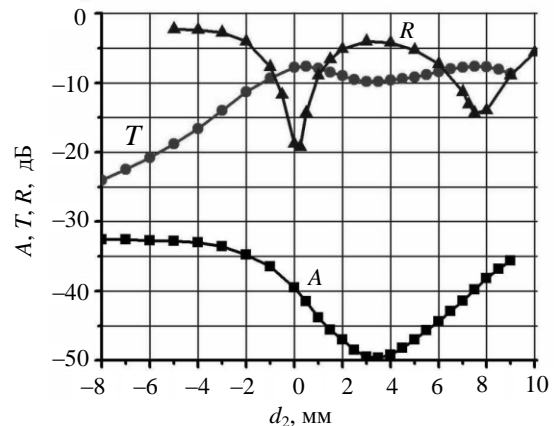


Рис. 3. Графики зависимостей коэффициентов отражения R , передачи T и A на частоте резонанса от положения ЭС

Зависимости $T(d_2)$ и $A(d_2)$ можно приближенно описать известной формулой $T = 10 \lg(4Q_L^2 / (Q_{ext1} Q_{ext2}))$ для коэффициента передачи T через резонатор с двумя ЭС с внешними добротностями Q_{ext1} и Q_{ext2} и нагруженной добротностью Q_L [9].

3. Процедура измерения характеристик ЭС в ЗДР методом импеданса. В работе [6] были представлены результаты измерения эффективности ввода и вывода энергии для ряда ЭС в КОР методом импеданса. Метод основан на измерении частотной зависимости импеданса КОР и расчете указанных характеристик ЭС с использованием схемы замещения КОР. Поскольку физические закономерности при возбуждении и выводе энергии в ЗДР и КОР, относящихся к классу ОР, качественно одни и те же, то и схемы замещения ЗДР и КОР цепями с сосредоточенными параметрами (равно, как и других типов ОР) будут идентичны. На рис. 4 приведены две схемы замещения ОР на избранном типе колебаний.

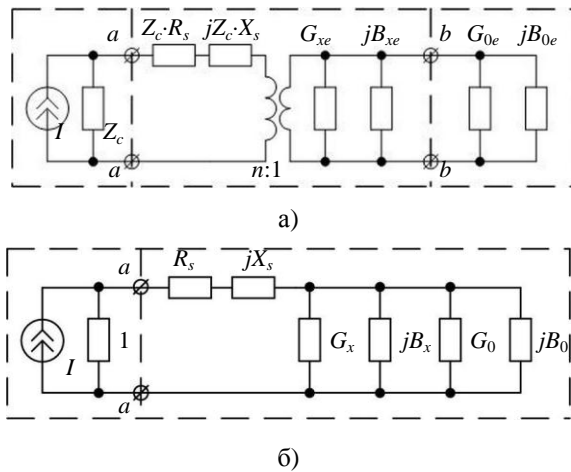


Рис. 4. Схемы замещения ОР на избранном типе колебаний: а) цепи ОР и линии передачи разделены трансформатором сопротивлений; б) цепь резонатора трансформирована в линию передачи

В схеме замещения на рис. 4, а размерные величины адмиттансов $Y_{0e} = (G_{0e} + jB_{0e})$ и $Y_{xe} = (G_{xe} + jB_{xe})$ описывают колебательный процесс «внутри» ОР безотносительно к линии передачи. Введенный в явном виде трансформатор сопротивлений $n:1$ описывает свойства идеального, не имеющего потерь, ЭС.

Схема замещения ЭС (рис. 4, а) представляет собой четырехполюсник с потерями, включенный между линией передачи с характеристическим сопротивлением Z_c (сечение $a-a$) и параллельным контуром (сечение $b-b$) с адмиттансом $Y_{0e} = G_{0e}(1 + 2jQ_0\tau_0)$, описывающим ко-

лебания в ОР без ЭС на выбранной моде. Собственные потери в резонаторе без ЭС моделируются эквивалентной активной проводимостью G_{0e} . Реактивная проводимость введена стандартным образом: $jB_{0e} = 2jG_{0e}Q_0\tau_0$, где $\tau_0 = (f - f_0)/f_0$ – параметр расстройки относительно собственной резонансной частоты f_0 .

Принятая схема замещения ЭС может быть сведена к каноническим, т. е. полным, схемам замещения четырехполюсников с потерями, предложенным Вейсфлехом или Фелсеном и Олинером (см., например, [10]). Эти схемы обязательно включают пару активных сопротивлений, описывающих диссипативные потери четырехполюсника, и сочетаются со схемой замещения четырехполюсника без потерь. Четырехполюсник без потерь может быть представлен различными способами, например, трансформатором сопротивлений и парой реактивных сопротивлений.

Из физических соображений мы разделяем элементы схемы замещения ЭС (рис. 4, а) на две цепи в первичном и вторичном контурах трансформатора сопротивлений. Импеданс $Z_s = R_s + jX_s$ отнесен к линии передачи. Активное сопротивление R_s описывает потери излученной из волновода энергии через ЭС в пространство на частотах вдали от резонанса, а реактивное сопротивление X_s – сдвиг узла напряженности поля в волноводе относительно референсной плоскости представления колебаний в резонаторе параллельным колебательным контуром с идеальным трансформатором. Адмиттанс Y_{xe} отнесен в цепь колебательного контура. Эквивалентная активная проводимость G_{xe} описывает потери избранной моды из-за рассеяния на ЭС энергии колебаний ОР в пространство. Реактивная проводимость B_{xe} характеризует неравенство собственных резонансных частот f_0 и f_z ОР без ЭС и с ЭС, соответственно.

После пересчета адмиттансов Y_{0e} и Y_{xe} в линию передачи и нормирования всех элементов на характеристическое сопротивление линии передачи Z_c схема замещения имеет вид рис. 4, б и идентична схеме замещения, приведенной в [6].

При этом

$$Y_0 = G_0 + jB_0 = Z_c Y_{0e} / n^2, \quad (5)$$

$$Y_x = G_x + jB_x = Z_c Y_{xe} / n^2.$$

Импеданс схемы на рис. 4, б в сечении $a-a$ может быть найден в эксперименте одним из известных методов измерения импеданса в микроволновом диапазоне [11]. Выразим его в следующем виде:

$$Z(f) = Z_s + (G_z)^{-1}(1 + 2jQ_z\tau_z(f))^{-1}, \quad (6)$$

где $G_z = G_x + G_0$ – эквивалентная активная проводимость колебательного контура с добротностью Q_z в сечении $a-a$; $\tau_z(f) = (f - f_z)/f_z$ – параметр расстройки. Реактивную проводимость колебательного контура $B_z = B_x + B_0$ выражаем стандартным образом: $jB_z = 2jG_zQ_z\tau_z$.

Вид записи (6) импеданса ОР справедлив только в явно определенной референсной плоскости линии передачи (в сечении $a-a$), положение которой будем характеризовать сдвигом фазы Φ комплексного коэффициента отражения $\Gamma(f)$, измеренного в произвольной плоскости линии передачи. Следовательно, для сечения $a-a$ можно записать

$$Z(f) = (1 + \Gamma(f)e^{j\Phi}) / (1 - \Gamma(f)e^{j\Phi}). \quad (7)$$

Из сопоставления выражений (6) и (7) очевидно, что элементы схемы замещения рис. 4, б могут быть определены, если известны частотная зависимость коэффициента отражения $\Gamma(f)$ и фазы Φ . Для уединенного типа колебаний функция $\Gamma(f)$ полностью определена пятью действительными константами $\Gamma_s, A, \varphi, Q_L, f_L$, процедура нахождения которых, а также фазы Φ референсной плоскости изложена в [6]:

$$\Gamma(f) = \Gamma_s + Ae^{j\varphi} (1 + 2jQ_L t(f))^{-1}, \quad (8)$$

где Q_L – нагруженная добротность ОР; $t(f) = (f - f_L)/f_L$ – параметр расстройки относительно частоты нагруженного резонанса ОР f_L ; Γ_s – коэффициент отражения ОР при «бесконечной» расстройке; $Ae^{j\varphi}$ – комплексная амплитуда отраженной волны на частоте нагруженного резонанса.

Измерение собственной добротности Q_0 и резонансной частоты f_0 ОР дает возможность найти входящие в (5) составляющие G_0, B_0, G_x, B_x трансформированного в линию передачи адмиттанса колебательного контура [6].

В данной работе Q_0 и f_0 измерялись с помощью дополнительного ЭС (рис. 1), установленного в фиксированном положении $d_3 = 1$ мм для всех измерений. Исследуемый ЭС при этом выводился из поля ЗДДР ($d_2 = -6$ мм). Добротность и резонансная частота, измеренные при таких условиях через дополнительный ЭС из АЧХ коэффициента отражения в соответствии с изложенной выше процедурой, полагались равными собственной добротности Q_0 и резонансной частоте f_0 , а сумма внешних потерь и потерь рассеяния дополнительного ЭС рассматривалась

как одна из составляющих собственных потерь ЗДДР.

Для описания потерь энергии колебаний во внешней цепи ОР введем, по аналогии с объемными резонаторами [9, 11], внешнюю добротность Q_{ex} и коэффициент связи β ОР с линией передачи согласно формулам:

$$Q_{ex}^{-1} = Q_L^{-1} - Q_z^{-1}, \quad \beta = Q_z / Q_{ex}. \quad (9)$$

Коэффициент связи можно также выразить через номиналы элементов схемы замещения:

$$\beta = R_z \frac{1 + R_s}{|1 + Z_s|^2} = \frac{R_z Z_c / n^2}{Z_c / n^2} \frac{1 + R_s}{|1 + Z_s|^2}. \quad (10)$$

Потери запасенной в резонаторе энергии колебаний из-за рассеяния на ЭС в пространство будем характеризовать добротностью рассеяния ЭС Q_{sc} , выраженную как

$$Q_{sc}^{-1} = Q_z^{-1} - Q_0^{-1}. \quad (11)$$

Эффективность вывода энергии η_{out} легко выразить через Q_{ex} и Q_{sc} :

$$\eta_{out} = Q_{ex}^{-1} / (Q_{ex}^{-1} + Q_{sc}^{-1}), \quad (12)$$

либо через элементы схемы замещения.

В режиме вынужденных колебаний в ОР наблюдаются два вида радиационных потерь источника микроволновой мощности, которые обусловлены наличием в ОР ЭС и определяют эффективность возбуждения ОР η_{in} . Прошедшая через ЭС мощность полностью расходуется на компенсацию всех видов потерь:

$$P_{inc} - P_{ref} = P_0 + P_{sc} + P_{rad},$$

где P_{sc} – мощность энергии колебаний ОР, рассеянная на ЭС в пространство; P_0 – мощность собственных потерь ОР; P_{rad} – мощность, излученная в пространство из ЭС, которая не расходуется на компенсацию потерь в резонаторе (так называемый нерезонансный фон).

Введем коэффициент нерезонансных потерь η_{rad} по аналогии с эффективностью возбуждения η_{in} (1) [6]:

$$\eta_{rad} = (P_0 + P_{sc}) / (P_0 + P_{sc} + P_{rad}). \quad (13)$$

Потери в колебательном контуре с ЭС (в проводимости G_z) и в колебательном контуре без ЭС (в проводимости G_0) соотносятся как $(P_0 + P_{sc}) / P_0 = G_z / G_0$. Так как $(G_0 Q_0)^{-1}$ и $(G_z Q_z)^{-1}$ есть запасенная энергия в одном и том же контуре, то $G_0 Q_0 = G_z Q_z$. Учитывая это и сравнивая (1) и (13), получим:

$$\eta_{in} = \eta_{rad} Q_z / Q_0. \quad (14)$$

Процедура нахождения вектора искоемых параметров $\{\Gamma_s, A, \varphi, Q_L, f_L\}$ и фазы Φ была разработана для ОР с уединенным типом колебаний [6]. Однако для ЗДДР это условие, как правило, не выполняется (рис. 2). На близких частотах рядом с основными $EH_{n,1,1}$ -модами наблюдаются «паразитные» моды, что приводит к неравномерности уровня коэффициента отражения при отстройке от частоты резонанса.

Методика измерения констант $\{\Gamma_s, A, \varphi, Q_L, f_L\}$ вектора исходных параметров в условиях близко расположенных по частоте мод разработана в [12] и используется в данной работе. Суть ее состоит в представлении частотной зависимости комплексного коэффициента отражения суммой дробно-линейных комплексных функций, описывающих отклики отдельных мод:

$$\Gamma(f) = e^{j\Phi} \left(\Gamma_s + \sum_{n=1}^N \frac{A_n e^{j\varphi_n}}{1 + 2jQ_{Ln}\tau_{Ln}} \right), \quad (15)$$

где $\tau_{Ln} = (f - f_{Ln}) / f_{Ln}$ – расстройка относительно резонансной частоты n -й моды нагруженного резонатора; Q_{Ln} и f_{Ln} – добротность и резонансная частота n -й моды нагруженного резонатора; A_n и φ_n – амплитуда и фаза n -й моды в линии передачи; Γ_s – модуль коэффициента отражения ОР при «бесконечной» расстройке; Φ – фаза референсной плоскости.

В результате аппроксимации квадрата измеренной АЧХ коэффициента отражения квадратом модуля суммы дробно-линейных функций (15) с использованием градиентного вариационного метода находим вектор параметров $\{\Gamma_s, A_n, \varphi_n, Q_{Ln}, f_{Ln}\}$, $n = 1, \dots, N$, где N – количество учитываемых мод, в том числе и вектор избранного типа колебаний [12].

В качестве примера на рис. 5 представлены графики зависимостей $|\Gamma(f)|^2 = R(f)$, измеренных при возбуждении в ЗДДР $EH_{39,1,1}$ -моды через разные щелевые ЭС.

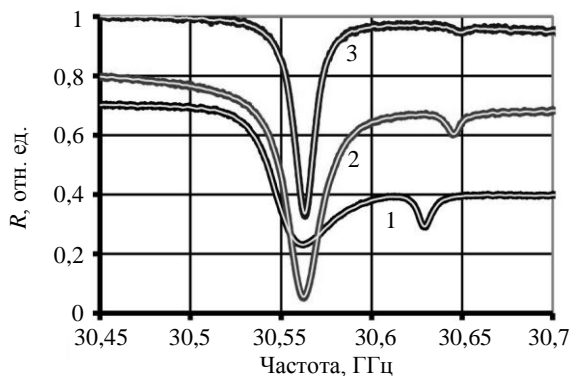


Рис. 5. АЧХ квадрата модуля коэффициентов отражения ЗДДР в окрестности избранной $EH_{39,1,1}$ -моды для щелей с размерами: 1 – $7,2 \times 0,6$ мм; 2 – $7,2 \times 0,3$ мм; 3 – $7,2 \times 0,1$ мм

Обработка АЧХ $EH_{39,1,1}$ -моды с резонансной частотой 30,6 ГГц проводилась с учетом влияния двух соседних мод. Данные измерений представлены на рис. 5 черными перекрывающимися точками, образующими сплошную черную линию. Белые линии, проходящие через точки, есть линии аппроксимации данных измерений квадратом модуля функции (15) для $N = 3$. Как видно, учет двух «паразитных» мод при аппроксимации $\Gamma(f)$ превосходно описывает АЧХ избранной моды, включая окрестность резонансной кривой.

4. Радиационные потери и характеристики рассеяния ЭС в ЗДДР. Согласно описанным выше методикам, были измерены характеристики ЗДДР с указанными ранее ЭС и проведен анализ составляющих всех видов потерь. В качестве примера на рис. 6 представлены зависимости нагруженной добротности Q_L и ее составляющих (соотношения (9) и (11)) при изменении положения d_2 ЭС вдоль радиальной координаты полудиска для двух типов ЭС: щель $0,3 \times 7,2$ мм и отверстие диаметром 2,6 мм в диафрагме толщиной 0,1 мм в торце волновода. Аналогичные зависимости были получены для всех исследуемых ЭС. На рис. 6 нагруженные добротности Q_L (линии 1) измерены методом аппроксимации АЧХ коэффициентов отражения ЗДДР, а добротности эквивалентного контура Q_z (линии 2) – методом импеданса. Собственные добротности ЗДДР Q_0 (прямые 3) измерены со стороны дополнительного ЭС методом аппроксимации АЧХ, когда исследуемый ЭС выведен из поля ЗДДР. Внешние добротности Q_{ex} (линии 4) и добротности рассеяния Q_{sc} (линии 5) рассчитаны по (9) и (11).

Вид закономерностей изменения нагруженной добротности и ее составляющих для обоих типов ЭС качественно совпадает, однако есть и некоторые отличия. Минимумы нагруженной и внешней добротностей наблюдаются при расположении ЭС в максимуме распределения напряженности поля по радиальной координате для $EH_{39,1,1}$ -моды ЗДДР (положение $d_2 \approx 3,5$ мм). Для щели минимумы на графиках выражены ясно, а для отверстия в диафрагме – сглажены. «Сглаженность» можно объяснить соизмеримостью диаметра отверстия 2,6 мм с размерами пятна поля на зеркале, в отличие от случая щели шириной 0,3 мм.

По мере перемещения ЭС в области с малой напряженностью поля $EH_{39,1,1}$ -моды (как под диском, так и в стороне от него) нагруженная добротность приближается к собственной добротности Q_0 ЗДДР без ЭС, составившей 3 400 для макета ЗДДР со щелью связи и 3 600 для ма-

кета ЗДДР с диафрагмой связи. При этом внешние добротности Q_{ex} монотонно растут до десятков тысяч, что соответствует уменьшению внешних потерь, пропорциональных квадрату напряженности поля резонансной моды в месте расположения ЭС. По тем же причинам увеличение $Q_{sc}(d_2)$ должно быть аналогичным $Q_{ex}(d_2)$. В целом, это оказалось справедливым для ЭС в виде отверстия в диафрагме (рис. 6, б). Рассеяние на отверстиях в диафрагме оказалось достаточно большим и легко наблюдается (при сравнении величины $Q_z(d_2)$ с величиной Q_0 на графиках рис. 6, б).

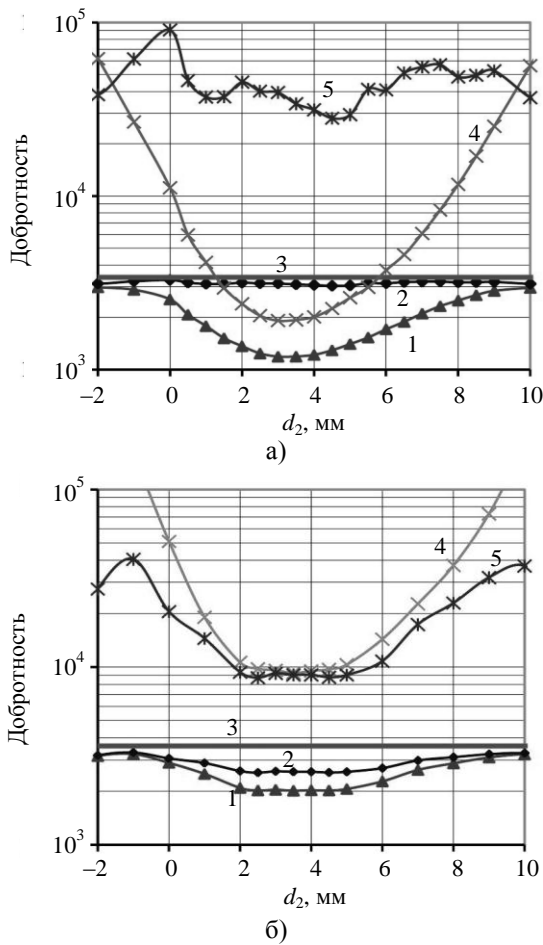


Рис. 6. Графики зависимости добротности ЗДДР от положения ЭС вдоль радиальной координаты: а) щель 0,3×7,2 мм; б) отверстие диаметром 2,6 мм в диафрагме

На графиках рис. 6, а видно, что $Q_z(d_2) \approx Q_0$, это указывает на малость потерь из-за рассеяния на щели по сравнению с собственными потерями ЗДДР. По этой причине относительная погрешность измерения разности добротностей ($Q_0 - Q_z$), определяющая относительную погрешность измерения Q_{sc} , для щелевого ЭС достигает десятков процентов при относительной погреш-

ности измерения добротностей Q_L и $Q_z \pm 2\%$. Поэтому не удастся четко выявить закономерность изменения $Q_{sc}(d_2)$ для щели, в отличие от аналогичного графика на рис. 6, б для отверстия.

Эффективность вывода энергии из ЗДДР $\eta_{out} = Q_{ex}^{-1} / (Q_{ex}^{-1} + Q_{sc}^{-1})$ обусловлена процессами рассеяния ЭС энергии колебаний в линию передачи и в пространство. Величина η_{out} есть предельное значение КПД резонатора $\eta_r = Q_{ex}^{-1} / Q_L^{-1}$ — характеристики, часто используемой в технике микроволновых генераторов. Из определения величин η_{out} и η_r следует, что в случае, когда собственные потери в открытой колебательной системе автогенератора малы по сравнению с мощностью рассеяния ЭС в пространство $Q_0^{-1} \ll Q_{sc}^{-1}$, КПД резонатора близок к значению эффективности вывода ЭС, т. е. определяется качеством ЭС. Зависимости эффективности вывода энергии $\eta_{out}(d_2)$ ЗДДР для всех испытанных в данной работе ЭС представлены на рис. 7.

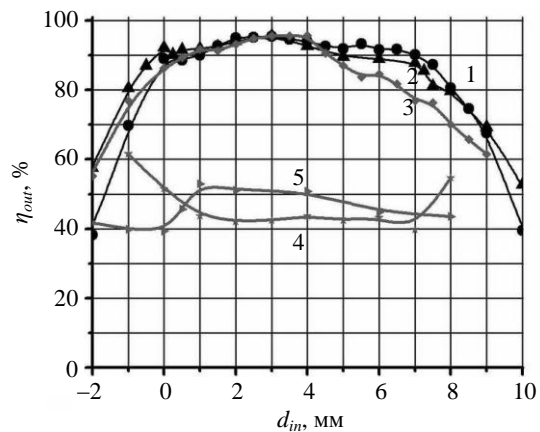


Рис. 7. Эффективность вывода ЗДДР: со щелевыми ЭС (1 — 0,3×7,2 мм; 2 — 0,6×7,2 мм; 3 — 0,6×7,2 мм; измерено методом баланса мощностей); с ЭС в виде отверстий в диафрагме (4 — Ø2,6 мм; 5 — Ø3,1 мм)

В интервале положений ЭС d_2 0...7 мм эффективность η_{out} для щелевых ЭС превышает 90 %, а для отверстий в диафрагме находится в пределах 40...60 %. Наблюдаемая столообразная зависимость как для отверстий, так и для щелей, ожидаема с позиций теории возмущения ОР малыми телами. Вне указанного интервала положений ЭС погрешности измерения η_{out} сильно возрастают, тем не менее четко видна тенденция снижения η_{out} для ЭС в виде щелей. Причины такого снижения выяснить не удалось.

Закон изменения $\eta_{out}(d_2)$, в частности монотонное снижение эффективности вывода ЭС

с ростом $|d_2|$ в области слабых полей, был подтвержден измерениями по методу баланса мощностей. Результаты измерений $\eta_{out}(d_2)$ для ЭС $0,6 \times 7,2$ мм, «привязанные» к результатам измерений методом импеданса в положении $d_2 = 3$ мм, также представлены на рис. 7. В пределах погрешности наблюдается соответствие между результатами измерений двумя методами. Это подтверждает достоверность полученных характеристик ЭС.

Аналогично зависимостям $\eta_{out}(d_2)$, другая важная для практики характеристика ЗДДР – коэффициенты связи (9) с линией передачи – также рассчитаны из зависимостей на (рис. 6) и представлены на рис. 8 и 9 для всех испытанных в данной работе ЭС.

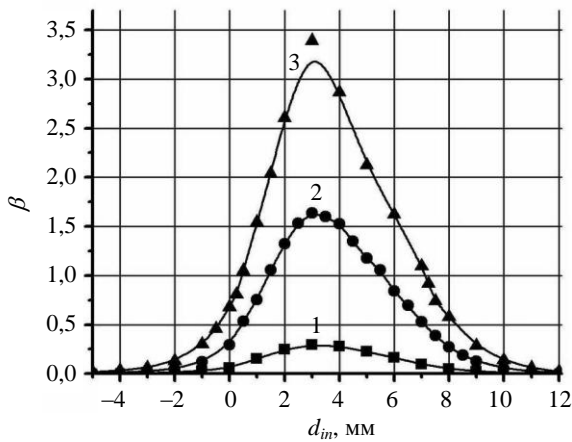


Рис. 8. Коэффициент связи ЗДДР со щелевыми ЭС: 1 – $0,1 \times 7,2$ мм; 2 – $0,3 \times 7,2$ мм; 3 – $0,6 \times 7,2$ мм

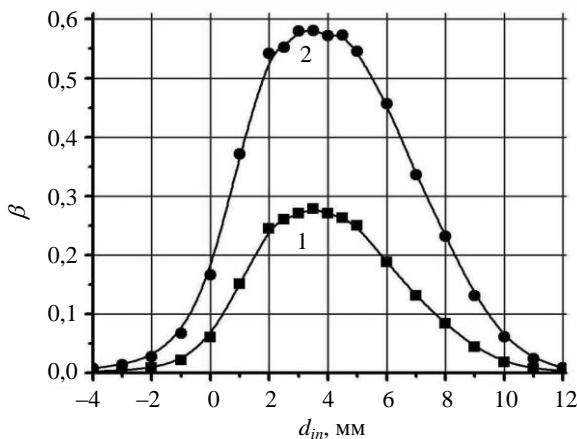


Рис. 9. Коэффициент связи ЗДДР с ЭС – отверстиями в диафрагме: 1 – $\varnothing 2,6$ мм; 2 – $\varnothing 3,1$ мм

Как следует из рис. 8, коэффициенты связи ЗДДР для ЭС в виде щелей, в зависимости от ширины, могут быть как больше, так и меньше критического значения. Изменение положения ЭС относительно распределения поля в полудис-

ке вдоль радиуса является практически удобным способом регулирования коэффициента связи. Для ЭС в виде отверстий в диафрагме не удастся реализовать связь больше критической (рис. 9). Это обусловлено большими потерями из-за рассеяния поля ЗДДР на ЭС, что иллюстрируется снижением Q_z (рис 6, б).

Зависимости эффективности возбуждения ЗДДР $\eta_{in}(d_2)$ и коэффициента нерезонансных потерь $\eta_{rad}(d_2)$ приведены на рис. 10 и 11. Величины измерены на резонансной частоте нагруженного ЗДДР.

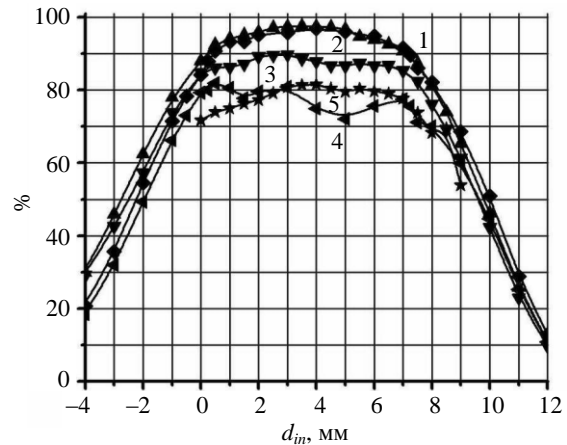


Рис. 10. ЗДДР со щелевыми ЭС. Фактор нерезонансных потерь: 1 – $0,3 \times 7,2$ мм; 2 – $0,6 \times 7,2$ мм. Эффективность возбуждения: 3 – $0,3 \times 7,2$ мм; 4 – $0,6 \times 7,2$ мм; 5 – $0,6 \times 7,2$ мм (измерено методом баланса мощностей)

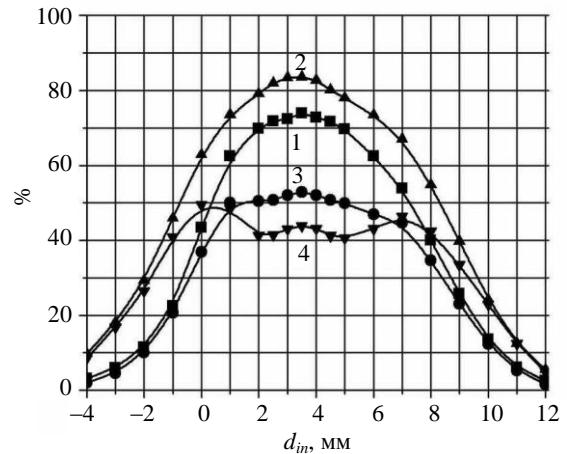


Рис. 11. ЗДДР с ЭС – отверстием в диафрагме. Фактор нерезонансных потерь: 1 – $\varnothing 2,6$ мм; 2 – $\varnothing 3,1$ мм. Эффективность возбуждения: 3 – $\varnothing 2,6$ мм; 4 – $\varnothing 3,1$ мм

Высокая эффективность передачи энергии из волновода в ЗДДР объясняется близостью форм и амплитуд и противоположностью фаз диаграммы направленности нерезонансного излучения из ЭС и индикатрисы рассеяния на ЭС, а снижение эффективности связано с нарушением

этих условий. Описанная качественная картина эффективного возбуждения колебаний наблюдалась в ОР [6] и доказана моделированием процесса возбуждения колебаний в КОР [13].

Закон изменения эффективности возбуждения ЗДДР $\eta_{in}(d_2)$ повторяет закон изменения $\eta_{rad}(d_2)$ с коэффициентом Q_z/Q_0 , зависящим от d_2 (14). Разность $(1 - \eta_{in})$ представляет собой относительные потери прошедшей в резонатор мощности, которые вызваны размещением в резонаторе ЭС. Суммарные радиационные потери ЭС, определяющие зависимость $\eta_{in}(d_2)$, формируются в результате интерференции нерезонансного излучения ЭС и резонансного рассеяния поля ЗДДР на ЭС.

Наглядно картину явления иллюстрирует рис. 12. На нем представлены результаты расчетов мощности потерь в элементах схемы замещения ЗДДР, нормированной на падающую мощность. Методика таких расчетов представлена в [6].

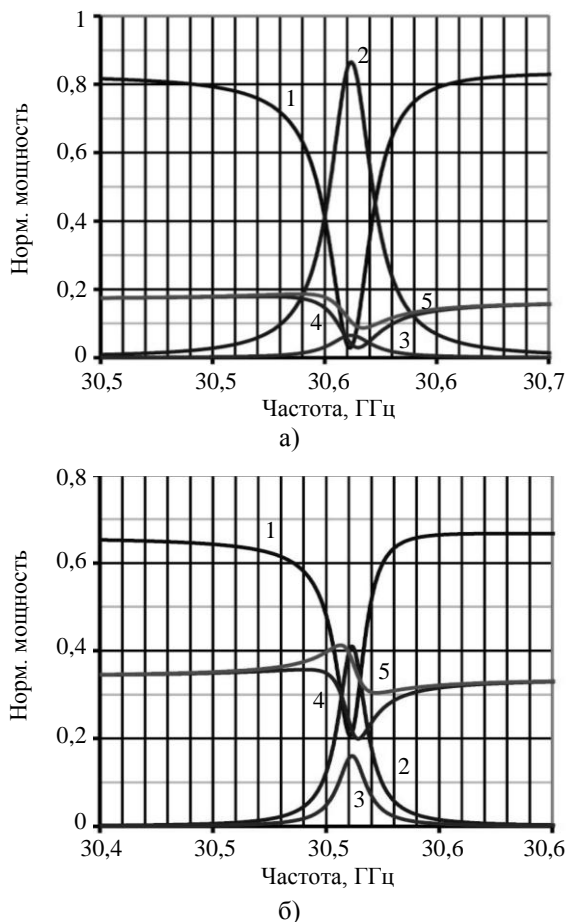


Рис. 12. Графики зависимости мощности потерь от частоты в элементах схемы замещения ЗДДР при возбуждении: а) щелью $0,3 \times 7,2$ мм в положении $d_2 = 2,5$ мм; б) отверстием $\varnothing 2,6$ мм в диафрагме в положении $d_2 = 3,5$ мм; 1 – отраженная мощность; 2 – мощность собственных потерь ЗДДР; 3 – мощность рассеяния ЭС; 4 – мощность нерезонансного излучения ЭС; 5 – суммарная мощность радиационных потерь ЭС

На графиках видно, что мощность нерезонансного излучения имеет минимум вблизи частоты нагруженного резонанса у щелевого ЭС, а у ЭС в виде отверстия в диафрагме этот минимум сдвинут по частоте вверх, что является следствием индуктивного характера нагрузки в плоскости диафрагмы. В результате суммарные радиационные потери для щели минимальны вблизи резонансной частоты, а для отверстия в диафрагме – проходят через максимум. В абсолютном исчислении суммарная мощность радиационных потерь более чем в четыре раза больше для отверстия в диафрагме, чем для щели. Полученные зависимости аналогичны зависимостям, приведенным в [6], для ЭС в виде щелей и отверстий на зеркале КОР.

Выводы. Экспериментально исследованы радиационные потери ЭС ЗДДР с согласованными волноводами. В работе модифицированы и применены два метода измерений радиационных потерь, использовавшихся ранее для измерений радиационных потерь ЭС двухзеркальных КОР.

Исследован ряд ЭС ЗДДР в виде щелей, плавно переходящих в стандартный волновод, и в виде отверстий в тонкой диафрагме на зеркале. Показано, что щелевые ЭС имеют более высокую эффективность ввода и вывода энергии, чем отверстия в диафрагме. Это коррелирует с результатами применения таких же ЭС в КОР.

По данным измерений методом импеданса получены значения коэффициентов связи ЗДДР с волноводом согласно традиционному определению. Получены зависимости этих величин от положения ЭС относительно ЗДДР. Показано, что в данной конструкции ЗДДР коэффициент связи не превышает единицу для отверстий в диафрагме при любых положениях ЭС и может быть в несколько раз больше единицы для щелей. Эти данные могут быть использованы при практическом проектировании устройств с ЗДДР и выборе конкретного типа ЭС.

Измерены зависимости значений эффективности ввода и вывода энергии через элемент связи от его положения относительно пятна поля ЗДДР. Показано, что в области локализации поля резонансной моды значения эффективностей слабо меняются, а в области спада амплитуды поля их значения уменьшаются до малых величин. Данные, полученные методом баланса мощностей, находятся в хорошем соответствии с данными, полученными методом импеданса.

При помощи анализа методом импеданса получены частотные зависимости различных видов потерь в резонаторе. Показано, что суммарные радиационные потери вблизи частоты нагру-

женного резонанса у ЭС в виде щели минимальны, а у ЭС в виде отверстия близки к максимуму. Следствием этого есть высокая эффективность возбуждения и вывода энергии (0,8...0,95) щелевых ЭС и значительно более низкая (0,45...0,65) у ЭС в виде отверстий.

Библиографический список

1. *Квазиоптические* твердотельные резонаторы / А. Я. Кириченко, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов, Н. Т. Черпак. – К.: Наук. думка, 2008. – 296 с.
2. *Филиппов Ю. Ф.* Квазиоптический зеркальный диэлектрический резонатор / Ю. Ф. Филиппов, С. Н. Харьковский // *Квазиоптическая техника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР.* – Х., 1989. – С. 28–34.
3. *Когут А. Я.* О возбуждении колебаний шепчущей галереи в полудисковом диэлектрическом резонаторе щелью связи в зеркале / А. Я. Когут, О. Я. Матяш // *Изв. вузов. Радиоэлектрон.* – 2006. – 49, № 2. – С. 10–16.
4. *Косарев Е. Л.* Вынужденные колебания открытого резонатора, связанного с волноводом малым отверстием / Е. Л. Косарев, Ю. М. Ципенюк // *Электрон. больших мощностей.* – М.: Наука, 1968. – Сб. 5. – С. 105–116.
5. *Булгаков Б. М.* Метод измерения эффективности возбуждения и вывода энергии в открытых резонаторах / Б. М. Булгаков, М. П. Натаров, В. Н. Скрасанов // *Приборы и техника эксперимента* – 1988. – № 4. – С. 118–120.
6. *Радиационные* потери сосредоточенных элементов связи открытых резонаторов / В. В. Гламаздин, М. П. Натаров, В. Н. Скрасанов, А. И. Шубный // *Радиофизика и электрон.* – 2011. – 2(16), № 3. – С. 12–25.
7. *Characteristics of waveguide to quasioptical or dielectric resonator coupling* / V. N. Skresanov, V. V. Glamazdin, M. P. Natarov, A. I. Shubny // *Int. Kharkov Symp. Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2010).* – Kharkov, 2010. – [Electronic Manuscript]. – 3 p.
8. *Аппаратно-вычислительный* комплекс для измерения характеристик низко- и высокодобротных резонаторов в диапазоне 26...37,5 ГГц / В. Н. Скрасанов, В. В. Гламаздин, А. И. Шубный, З. Е. Еременко // *Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины.* – Х., 2009. – 14, № 3. – С. 389–400.
9. *Альтман Дж. Л.* Устройства сверхвысоких частот / Дж. Л. Альтман; пер. с англ. под ред. И. В. Лебедева. – М.: Мир, 1967. – 487 с.
10. *Сушкевич В. И.* Нерегулярные линейные волноводные системы / В. И. Сушкевич. – М.: Сов. радио, 1967. – 296 с.
11. *Гинзтон Э. Л.* Измерения на сантиметровых волнах / Э. Л. Гинзтон; пер. с англ. под ред. Г. А. Ремеза. – М.: Иностран. лит., 1960. – 620 с.
12. *Скрасанов В. Н.* Измерение добротности в условиях сближения резонансных частот типов колебаний в открытых резонаторах / В. Н. Скрасанов, В. В. Гламаздин // *Радиофизика и электрон.* – 2015. – 6(20), № 3. – С. 11–21.
13. *Эффективность* возбуждения квазиоптического открытого резонатора волноводом / В. В. Гламаздин, М. П. Натаров, В. Н. Скрасанов, А. И. Шубный // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 2009. – 52, № 3. – С. 231–249.

Рукопись поступила 20.10.2015.

V. V. Glamazdin, M. P. Natarov,
V. N. Skresanov, A. I. Shubnyj

COUPLING RADIATION LOSS IN THE MIRROR DIELECTRIC DISK RESONATOR. Part 1. MATCHED WAVEGUIDE COUPLING

The application of open resonators in the measurement technique or in the generator oscillation systems requires taking into account the influence of coupling elements (CE) on the open resonator (OR) characteristics. The additional radiation loss takes place under the OR excitation or energy output process. It is not known about investigations of such loss in mirror dielectric disk resonators (MDDR) with whispering gallery modes, which are the type of OR. The results of experimental investigation of the radiation loss of the MDDR CE with matched waveguides are presented. Two methods of measurements, the impedance method and the method of power balance, were modified for application to MDDR and used for investigations. Two types of CE have been studied: the hole in the thin metal wall on the surface of the MDDR mirror which is connected to the rectangular waveguide and the narrow slot on the mirror surface which is smoothly transformed to rectangular waveguide. The results of radiation loss characteristics measurements, their dependence of sizes and disposition relative to the disk are presented. Comparison of the characteristics of different CE has been made. It has been shown that slot CE have higher efficiency, both excitation and output, than hole CE.

Key words: mirror dielectric disk resonator, whispering gallery modes, coupling element, radiation loss, excitation efficiency, power output efficiency, quality factor, equivalent circuit.

В. В. Гламаздин, М. П. Натаров,
В. М. Скрасанов, О. І. Шубний

РАДІАЦІЙНІ ВТРАТИ ЕЛЕМЕНТІВ ЗВ'ЯЗКУ ДЗЕРКАЛЬНОГО ДИСКОВОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА. Частина 1. ЗВ'ЯЗОК З УЗГОДЖЕНИМИ ХВИЛЕВОДАМИ

Для ефективного використання відкритих резонаторів (ВР) у вимірвальній техніці та в якості коливальних систем генераторів необхідне урахування впливу елементів зв'язку (ЕЗ) на характеристики ВР. У ВР ЕЗ викликають додаткові радіаційні втрати завдяки розсіяню та випромінюванню у вільний простір. До останнього часу не було відомо про дослідження таких втрат у різновидності ВР – дзеркальних дискових діелектричних резонаторах (ДДДР) з модами шепчучої галереї – та їх впливу на характеристики ДДДР. У роботі представлено результати експериментального дослідження радіаційних втрат енергії на ЕЗ ДДДР із узгодженими хвилеводами. Вимірювання проведено методом імпедансу та методом балансу потужностей, які були модифіковані для застосування у ДДДР. Досліджено ЕЗ двох типів: отвір у діаграмі на дзеркалі та звужений відкритий кінець хвилеводу (щілина) на дзеркалі. Наведено результати вимірювань характеристик радіаційних втрат, їх залежності від розмірів і місця розташування ЕЗ, подано порівняльну характеристику ЕЗ двох типів. Встановлено, що ЕЗ у вигляді щілини мають більш високу ефективність як збудження, так і виводу енергії із ДДДР, у порівнянні з ЕЗ у вигляді отворів.

Ключові слова: дзеркальний дисковий діелектричний резонатор, моди шепчучої галереї, елемент зв'язку, радіаційні втрати, ефективність збудження, ефективність виводу енергії, добротність, еквівалентна схема.