

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.7.8>

УДК: 621.372

## ПОЛОСКОВЫЙ РЕЗОНАТОР СВЧ С ОБЪЕМНЫМ КРИСТАЛЛОМ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

А.А. Арутюнян, Н.Д. Малютин

Томский государственный университет систем  
управления и радиоэлектроники (ТУСУР)  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40

Статья поступила в редакцию 25 апреля 2024 г.

**Аннотация.** В работе приведены результаты экспериментальных исследований и моделирования частотных характеристик резонатора в виде двух полосковых вибраторов, разделенных большим зазором и перекрытых объемным кристаллом ниобата лития, на верхней поверхности которого установлен металлический электрод с плавающим потенциалом. При проведении эксперимента измерялись частотные зависимости коэффициентов матрицы рассеяния в диапазоне частот до 3 ГГц. Электродинамический анализ проводился в среде численного моделирования COMSOL Multiphysics. Проведено сравнение экспериментальных и численных результатов, показавших хорошее качественное совпадение коэффициентов передачи и коэффициентов отражения. Получены резонансные колебания на двух или трех частотах в зависимости от расположения и ориентации кристалла. Установлено, что на первой резонансной частоте электрод выполняет функцию экрана. Отсутствие электрода приводит к исчезновению добротных резонансов. Проведенное моделирование в COMSOL позволило оценить эффективную диэлектрическую проницаемость резонатора, соответствующую значениям резонансных частот. Расчет электромагнитных

полей дал возможность установить типы волн, соответствующих резонансным частотам. Знание типа волн и оценка относительной диэлектрической проницаемости позволили построить алгоритм уточняющей итерационной процедуры расчета значений резонансных частот и эффективной диэлектрической проницаемости резонатора. Показана возможность использования резонаторов в качестве однозвенных полосно-пропускающих фильтров с полосой пропускания около 1%, вносимыми потерями  $-1,1$  дБ и минимальными возвратными потерями  $-28$  дБ на центральной частоте.

**Ключевые слова:** резонатор, полосковые линии, объемный кристалл, ниобат лития, частотные характеристики, полосно-пропускающий фильтр, экспериментальные характеристики, моделирование.

**Финансирование:** Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № FEWM-2023-0014 от 16.01.23.

**Автор для переписки:** Арутюнян Артуш Арсенович, [arutyunyan18@mail.ru](mailto:arutyunyan18@mail.ru)

## Введение

При измерении параметров диэлектрических материалов часто находят применение полосковые линии и полосковые резонаторы (ПР) благодаря их полезным особенностям: открытый доступ к поверхности токонесущего проводника; несложная технология изготовления; развитость методов расчета параметров и наличие программ для ЭВМ, реализующих эти методы [1-5]. Так в работе [1] рассмотрено использование микрополосковых резонаторов для исследования диэлектрических свойств жидких кристаллов в СВЧ диапазоне. В работах [2, 3] ПР применены для измерений  $\epsilon_r$  и  $\operatorname{tg}\delta$  листовых диэлектрических материалов. В публикациях [4, 5] рассмотрена оценка диэлектрической проницаемости объемных кристаллов ниобата лития и других материалов в диапазоне до 25 ГГц. В этих работах отмечается, что измерение полной фазы коэффициента передачи отрезков полосковых линий с объемными кристаллами,

необходимой для расчета относительной диэлектрической проницаемости, оказалось проблематично по причине большого числа возникающих резонансов. В работе [5] показано, что определение относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  кристаллов дифосфида цинка германия, кварц, ниобата лития и КТР путем измерения полного фазового сдвига не соответствует физическому представлению полосковой структуры как линии передачи с некоторой эффективной диэлектрической проницаемостью. Отмечается, что определяемая экспериментально функция  $\arg[S_{21}(f)]$  не периодическая вследствие интерференции большого числа возбуждаемых собственных волн. Фаза, определяемая как  $\arg[S_{21}(f)]$ , не достигая значения  $\pm 180$  град, т.е. точки разрыва функции  $\arg[S_{21}(f)]$ , хаотично изменяется с частотой пересекая условный ноль. В результате, согласно используемому алгоритму определения полной фазы, каждое такое пересечение сопровождается добавлением к фазовому сдвигу  $-360$  град, которого на самом деле физически нет. Таким образом, наличие интерференции сложного состава собственных волн и возникновение квази-хаотических колебаний является препятствием для определения относительной диэлектрической проницаемости исследуемых материалов.

Поэтому была поставлена цель разреживания спектра собственных колебаний в полосковой структуре и использование выделяемых резонансов для оценки эффективной диэлектрической проницаемости полосковой структуры и относительной диэлектрической проницаемости объемных кристаллов на СВЧ. В стремлении решить эту задачу авторы данной статьи изменили условия взаимодействия полосковой структуры и кристалла. В данной работе сообщается о разработке, исследовании и моделировании резонатора, содержащего два соосных отрезка полосковых линий на диэлектрической подложке, разделенных зазором и являющихся электрическими вибраторами. Со стороны входа вибратор является возбудителем, а со стороны выхода вибратор служит

приемником электромагнитной волны, распространяющейся в системе «полосковая линия-кристалл».

## 1. Конструкция резонатора

Резонатор состоит из полоскового модуля, показанного на рис. 1(а), и устанавливаемого на нем кристалла ниобата лития (рис. 1(б)). Токпроводящая полоска полоскового модуля шириной 3 мм на подложке толщиной 1,5 мм из материала FR4 была разделена на две части зазором 12 мм.

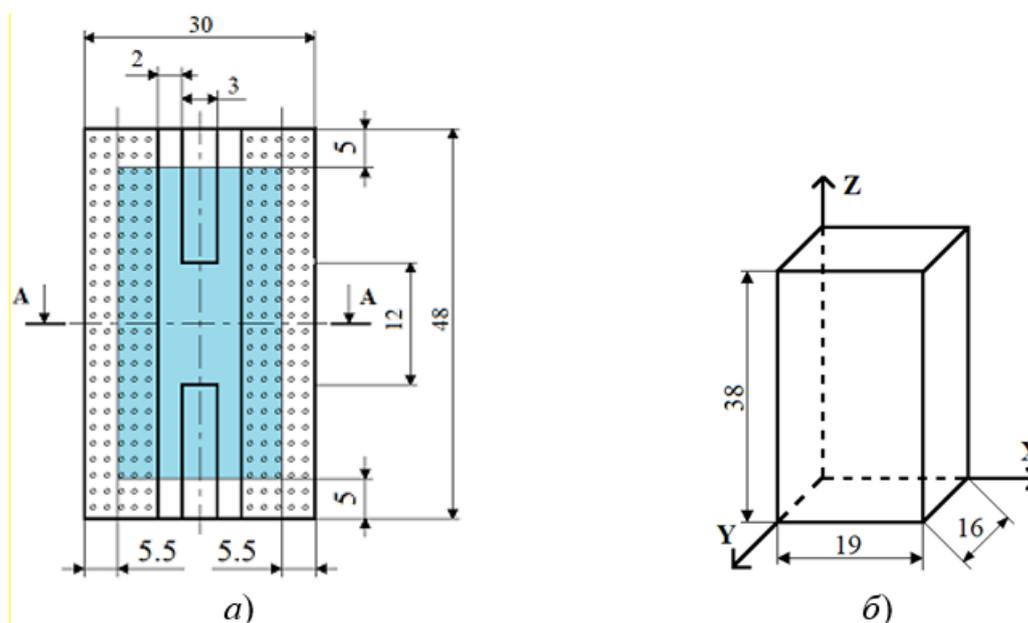


Рис. 1. Полосковый модуль резонатора; цветом выделено положение кристалла на поверхности платы модуля с размерами боковой поверхности в плоскости XZ. а) схема полоскового резонатора; б) размеры кристалла ниобата лития.

Боковые экраны отделены от токпроводящей полоски зазором 2 мм и соединены с заземленным основанием металлизированными отверстиями, что приводит к концентрации электрического поля в области, ограниченной в подложке расстоянием между краями полоскового проводника и частью боковых экранов до первого ряда металлизированных отверстий, расположенных ближе к краям токнесущей полоски. Кристалл ниобата лития имел размеры, показанные на рис. 1(б). Кристалл устанавливался на поверхность подложки со стороны полоски и боковых экранов симметрично относительно

входного и выходного коаксиально-полосковых переходов. На кристалле сверху располагался электрод, находящийся под плавающим потенциалом, поскольку он не имеет контакта с металлизированным основанием полоскового модуля. Предполагалось, что наличие электрода позволит управлять параметрами резонаторов путем их шунтирования на внешний экран или заземляемое основание полоскового модуля по аналогии с полосковыми структурами на связанных линиях с неуравновешенной электромагнитной связью [6]. Исследовалось несколько вариантов исполнения резонатора, отличающихся расположением кристалла на поверхности полоскового модуля на плоскостях XY, XZ, YZ, а также ориентацией кристалла по осям Z, Y, X с целью исследования влияния анизотропности диэлектрических свойств на характеристики резонатора. На рис. 2 показан внешний вид конструкции резонатора без электрода (рис. 2(a)) и с электродом на верхней плоскости (рис. 2(б)). Кристалл, устанавливаемый на полосковый модуль, фиксировался механическим прижимным устройством.

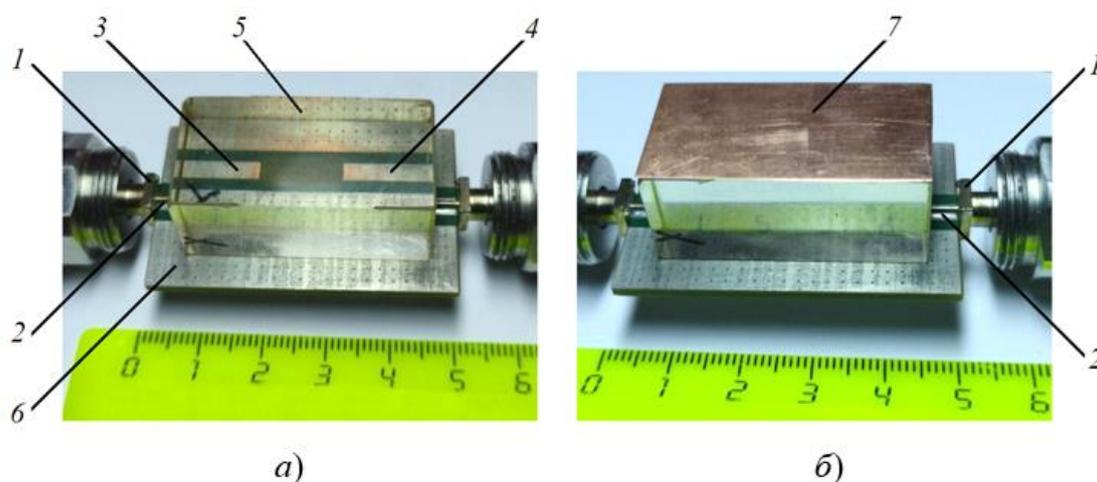


Рис. 2. Полосковый резонатор с объемным кристаллом ниобата лития: 1 – коаксиально-полосковые переходы; 2 – отрезки полосковых линий; 3 – вибратор-возбудитель; 4 – вибратор-приемник; 5 – кристалл ниобата лития; 6 – боковые экраны, соединенные металлизированными отверстиями с заземляющим основанием; 7 – металлический электрод с плавающим потенциалом. а) кристалл без электрода; б) кристалл с электродом на верхней плоскости XZ.

## 2. Экспериментальное исследование частотных характеристик

Измерения проводились на двухпортовом векторном анализаторе цепей (ВАЦ) P4226 производства АО НПФ «Микран» по стандартной схеме (рис. 3). Полосковый модуль подключался к ВАЦ с помощью фазостабильных коаксиальных кабелей КСФ26-13РН-13Н-700. Порт 1 соединялся через кабель, коаксиально-полосковый переход и короткий отрезок полосовой линии с вибратором-возбудителем, а порт 2 симметричным образом – с вибратором-приемником. В процессе измерений определялась полная матрица коэффициентов рассеяния  $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{22}$ ,  $S_{21}$ .

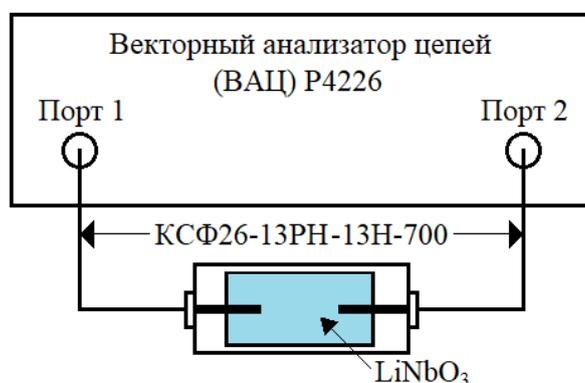


Рис. 3. Схема измерения полоскового резонатора.

Проведены измерения частотных характеристик полоскового модуля без кристалла. В диапазоне частот от 1 до 3 ГГц получены значения  $[S_{11}] \leq -0,4$  дБ, коэффициент передачи изменяется с ростом частоты в пределах  $[S_{21}] = (-67,8 \dots -38,8)$  дБ. При этом выполнилось условие  $S_{22} = S_{11}$ ,  $S_{12} = S_{21}$  с точностью до погрешностей измерения. Эти результаты измерения свидетельствуют об отсутствии сколь-либо значимого излучения электромагнитного поля вибратором-возбудителем, а также влияния электромагнитной связи между полосками вибраторов, разделенных большим зазором.

Для проведения измерений резонатора в сборе на подложку полоскового модуля устанавливался кристалл с экраном (рис. 2(б)) симметрично относительно коаксиально-полосковых переходов и токонесущих полосок, как

показано на рис. 1(a) и на рис. 2. Измерены частотные характеристики в шести вариантах расположения кристалла на плоскостях  $XY$ ,  $\bar{X}\bar{Y}$ ,  $XZ$ ,  $\bar{X}\bar{Z}$ ,  $YZ$ ,  $\bar{Y}\bar{Z}$ . В обозначениях плоскостей индекс с чертой сверху означает, что кристалл перевернут на противоположную плоскость (см. рис. 3). На рис. 4 показана зависимость частотных характеристик  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$  резонатора от положения кристалла. Цель измерений состояла в изучении влияния ориентации кристалла на спектр резонансных частот.

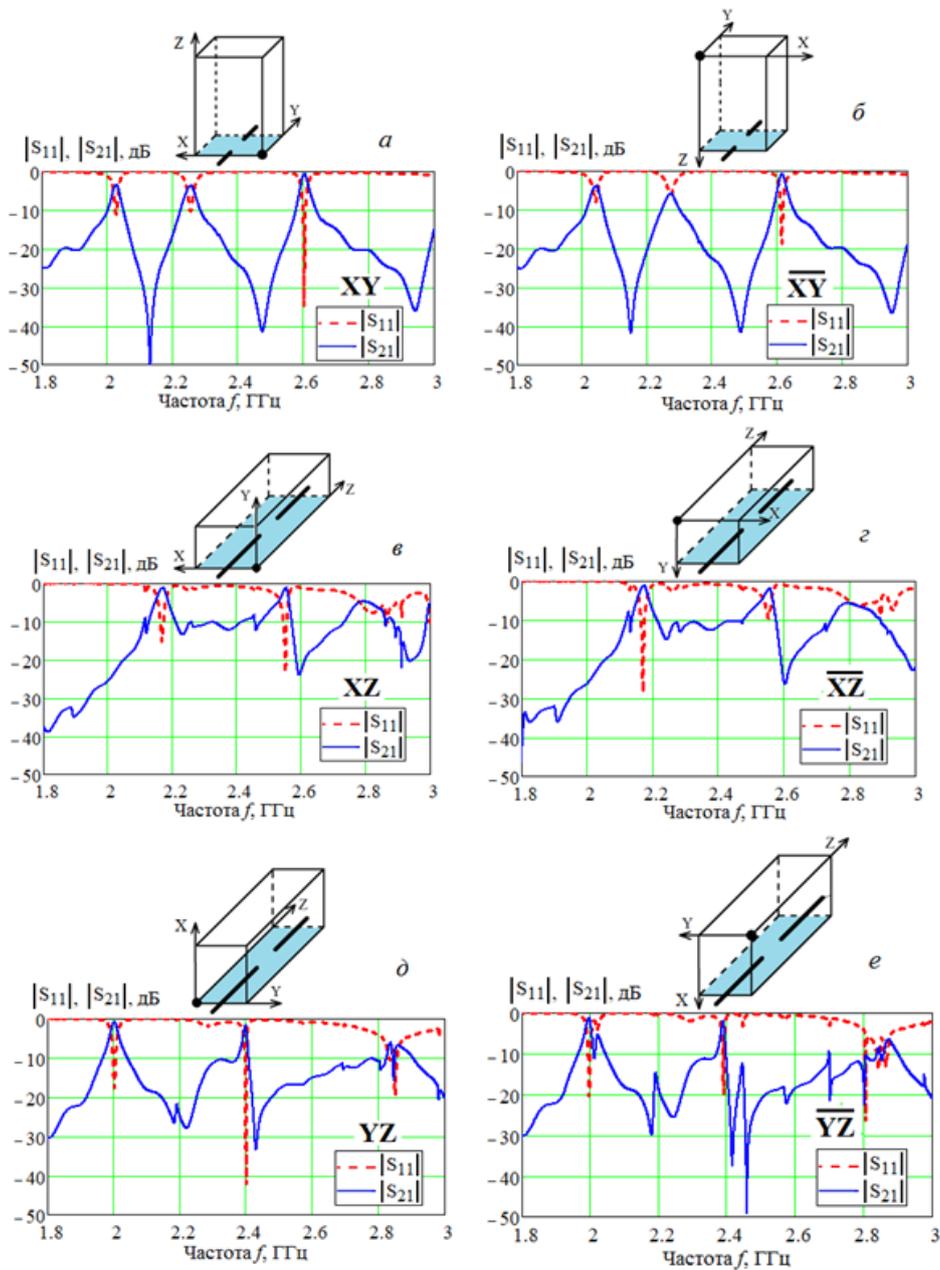


Рис. 4. Экспериментальные результаты частотной зависимости  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$  резонаторов с разным расположением кристалла.

Экспериментальные результаты частотных зависимостей  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$  от названного фактора показаны на рис. 4(a-e). Из графиков можно видеть, что при расположении на плоскости XY в диапазоне частот 1.8-3 ГГц наблюдается 3 резонанса, причем высокочастотный (третий) резонанс характеризуется максимальным значением коэффициента передачи  $|S_{21}|$  и минимальным коэффициентом отражения  $|S_{11}|$ . Поворот кристалла на  $180^\circ$  по оси Z (рис. 3(a-b)) качественно не изменил частотные зависимости  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$ . В положении кристалла XY получен коэффициент отражения  $|S_{11}| = -34$  дБ. Установка кристалла на плоскостях с индексами XZ,  $\bar{X}\bar{Z}$ , YZ,  $\bar{Y}\bar{Z}$  привела к образованию только двух явным образом выраженных резонансов. Наилучшее согласование  $|S_{11}| = -28$  дБ получено при положении кристалла  $\bar{X}\bar{Z}$ . Были определены частоты первых резонансов  $f_1$ , значение коэффициента отражения и коэффициента передачи  $|S_{21}|$  на  $f_1$ , добротность  $Q$  и полоса пропускания  $\Delta f$  резонатора. Эти сведения приведены в таблице 1.

Таблица 1. Экспериментальные результаты определения параметров резонаторов при разном расположении кристалла.

Параметр	Расположение кристалла					
	XY	$\bar{X}\bar{Y}$	XZ	$\bar{X}\bar{Z}$	YZ	$\bar{Y}\bar{Z}$
Частота первого резонанса $f_1$ , ГГц	2,0276	2,042	2,1696	2,1716	2,0016	1,9956
$ S_{11} $ , дБ	-11,2	-7,7	-15,1	-28,6	-17,6	-20,3
$ S_{21} $ , дБ	-3,3	-3,7	-1	-1	-0,7	-1,2
$Q$	79,2	65,4	58,0	90,4	83,4	113,3
$\Delta f$ , %	1,26	1,52	1,11	1,1	1,20	0,88

Из таблицы видно, что на частоте первого резонанса  $f_1$  наилучшее согласование получено в положении  $\bar{X}\bar{Z}$ , минимальные потери соответствуют варианту размещения YZ. Полоса частот составляет (1,10...1,2) %.

Как видно из рис. 4 и таблицы 1, при смене положения кристалла частотные зависимости  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$  значительно изменяются. Вероятно, это связано с несколькими факторами. Первый из них – анизотропия кристалла, приводящая к изменению эффективной диэлектрической проницаемости кристалла вследствие изменения его положения и ориентации относительно источника электромагнитно поля. Анизотропия кристалла сказывается на параметрах резонатора, т.к. при расположении его на разных боковых поверхностях полосковые вибраторы оказываются в различающейся диэлектрической среде. В силу объемности кристалла эффективная диэлектрическая проницаемость определяется составляющими  $\epsilon_{11}$ ,  $\epsilon_{22}$ ,  $\epsilon_{33}$  [7-10] с разными весовыми коэффициентами, зависящими от положения кристалла. Второй фактор – изменение размеров перекрытия области возбуждения кристалла полосковым вибратором. Следует также отметить фактор неточности установки кристалла по отношению к полосковым вибраторам.

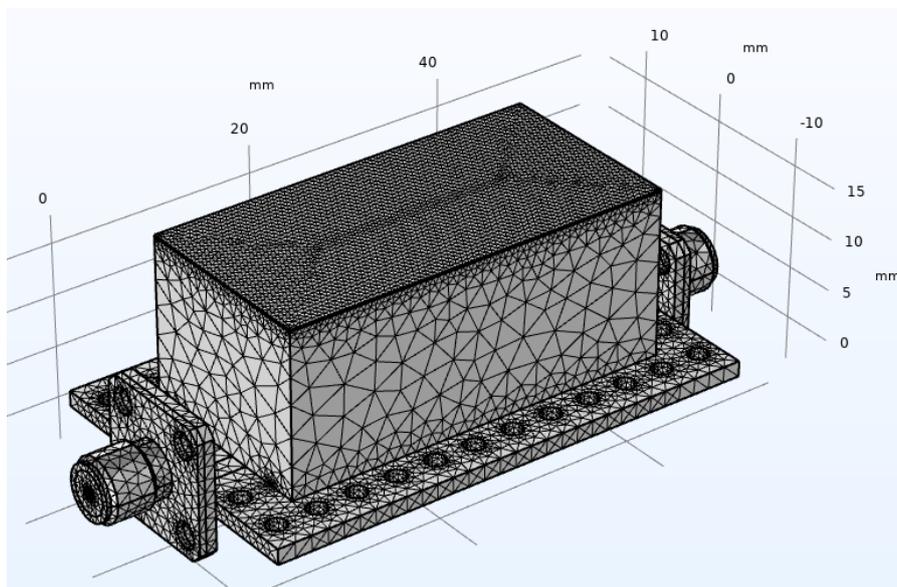


Рис. 5. 3D-модель резонатора.

### 3. Моделирование резонатора в среде COMSOL

Моделирование резонатора проведено с помощью программы численного моделирования COMSOL Multiphysics. Исходная 3D-модель показана на рис. 5, ее размеры соответствуют размерам полоскового модуля и кристалла, показанным на рис. 1.

Объектом электродинамического моделирования был взят резонатор с индексом расположения кристалла  $\bar{X}\bar{Z}$ . В процессе моделирования проведен расчет частотной зависимости  $S$ -параметров и напряженности электромагнитного поля  $E$  на дорезонансной частоте, на первой и второй резонансных частотах. Поскольку точные значения диэлектрических проницаемостей кристалла  $\epsilon_{11}$ ,  $\epsilon_{33}$  не были известны, проведены расчеты частотной зависимости  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$  при разных значениях относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  объемного кристалла. Первое приближение  $\epsilon_r$  было взято в диапазоне между диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_{11} = 42$ ,  $\epsilon_{33} = 26$  из работ [7-10] для частоты 2 ГГц. Наилучшее совпадение результатов моделирования и эксперимента было получено при  $\epsilon_r = 27$ .

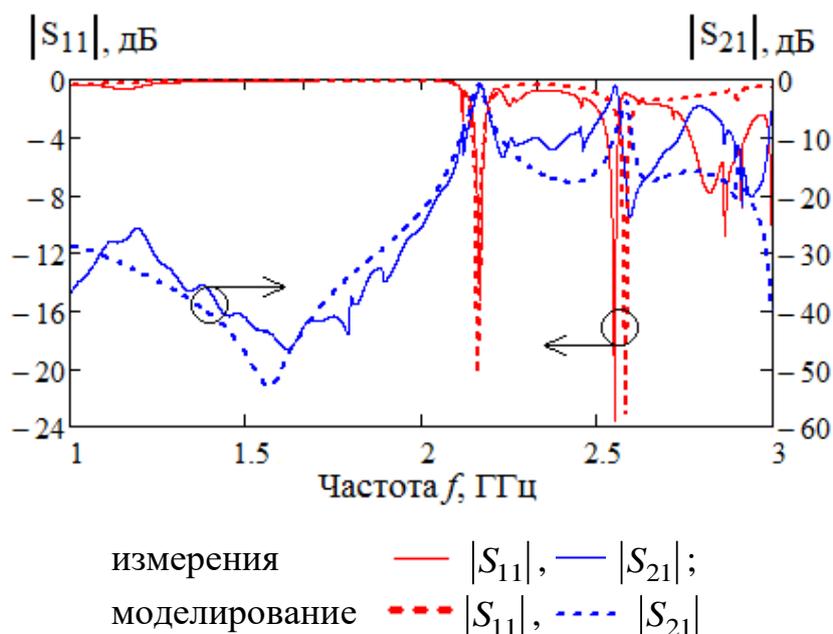


Рис. 6. Частотные зависимости измеренных и рассчитанных коэффициентов передачи  $|S_{21}|$  и коэффициентов отражения  $|S_{11}|$  резонатора с индексом  $\bar{X}\bar{Z}$ .

На рис. 6 приведено сравнение результатов эксперимента и моделирования коэффициента передачи  $|S_{21}|$  и коэффициента отражения  $|S_{11}|$  резонатора с индексом  $\bar{X}\bar{Z}$ . Наблюдается отклонение расчетной резонансной частоты  $f_1$  от экспериментального значения на 4,5%, частотные зависимости  $|S_{21}|$  и  $|S_{11}|$  повторяют особенности экспериментальных характеристик.

Результаты электродинамического моделирования резонатора с индексом расположения кристалла  $\bar{X}\bar{Z}$  показаны на рис. 7(a-з). Моделирование на слое модели расположения вибраторов проведено на дорезонансной частоте 1,5731 ГГц (рис. 7(a)), на частоте первого резонанса 2,1623 ГГц (рис. 7(б)), на частоте между первым и вторым резонансом 2,4188 ГГц (рис. 7(в)) и на второй резонансной частоте 2,5832 ГГц (рис. 7(г)). Показанные картины напряженности электрического поля иллюстрируют возникновение резонанса с картиной поля, отличающейся от картины поля четвертьволнового резонанса (рис. 7(a, б)), характерной для полоскового четвертьволнового вибратора в однородной среде. Это связано с сильным влиянием объемного кристалла на отбор энергии вибратора-возбудителя колебаний и передачу энергии в вибратор-приемник через кристалл.

Интересный механизм передачи-приема энергии в системе вибраторы-кристалл наблюдается на второй резонансной частоте 2,5832 ГГц (рис. 7(в, г)). На частоте второго резонанса в пространстве зазора образовалась область эффективной передачи энергии при взаимодействии вибраторов и среды в виде кристалла с высокой диэлектрической проницаемостью.

Результаты моделирования нормированной напряженности электрического поля на первой резонансной частоте в слое модели, соответствующем внешней поверхности электрода, показаны на рис. 7д, а с внутренней стороны – на рис. 7(ж). На рис. 7(е, з) показаны напряженности электрических полей на внешней и внутренней поверхностях электрода на второй резонансной частоте.

Анализируя рис. 7(д) можно сделать вывод, что электрод на частоте первого резонанса выполняет функцию заземленного экрана с почти нулевым потенциалом. С ростом частоты (рис. 7(е)) возникает возбуждение периметра электрода, хотя все еще эффект экранирования сохраняется.

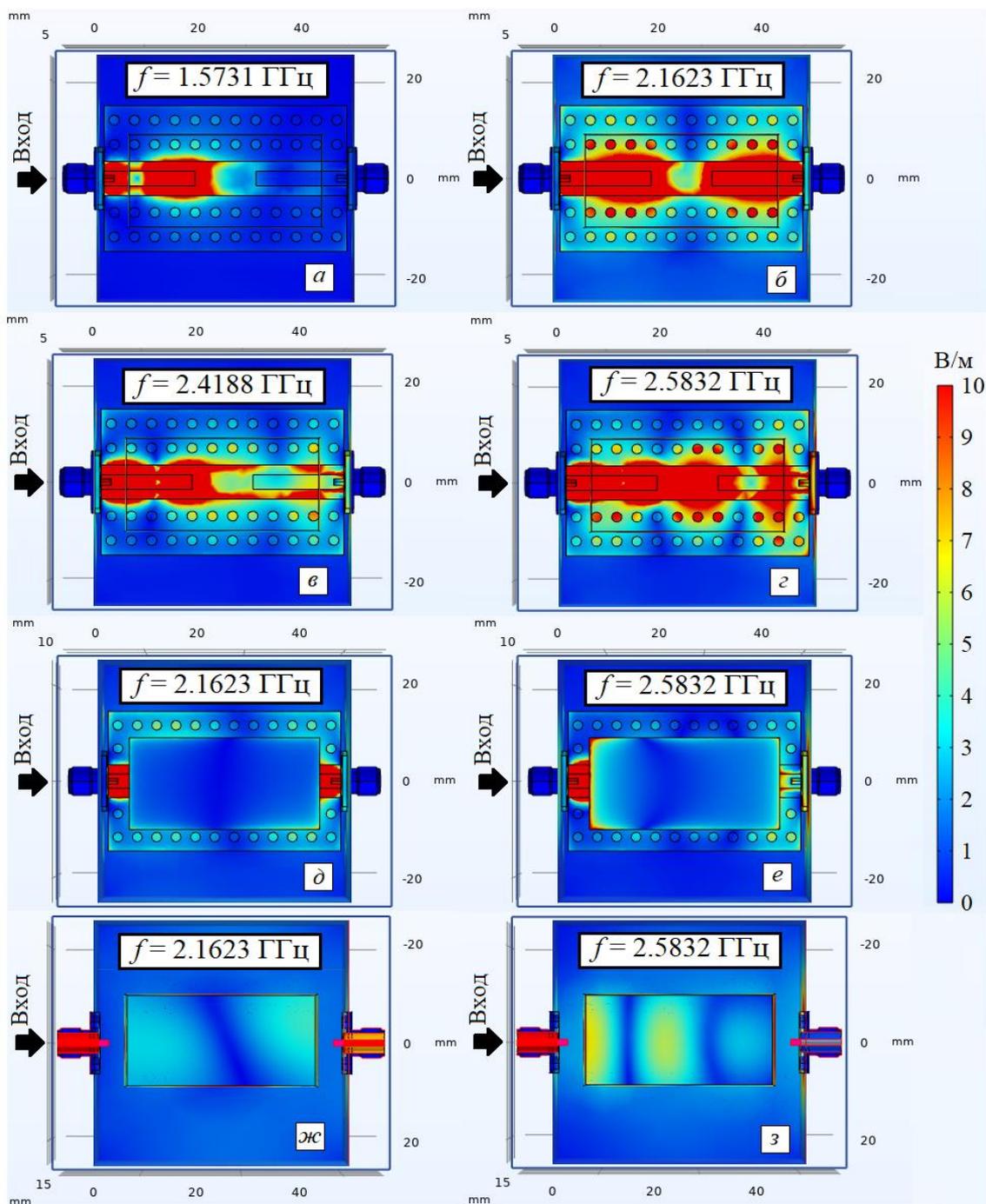


Рис. 7. Результаты моделирования нормированной напряженности электрического поля резонатора с индексом  $\bar{X}\bar{Z}$  в слое модели расположения вибраторов (а-г), в слое модели, соответствующем внешней поверхности электрода (д, ж) и в слое внутренней поверхности электрода с плавающим потенциалом.

Результаты расчета напряженности электрического поля в продольном сечении полоскового резонатора посередине полосок вибраторов показаны на рис. 8.

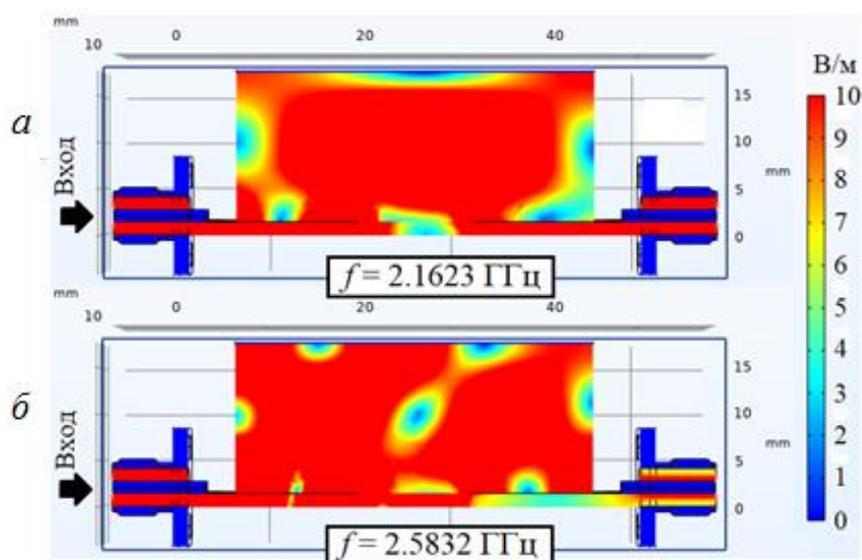


Рис. 8. Нормированная напряженность электрического поля в продольном сечении резонатора с индексом  $\bar{X}\bar{Z}$  на первой и второй резонансных частотах.

#### 4. Экстракция параметров диэлектрического резонатора

Известно [11, 12], что спектр частот собственных колебаний диэлектрических резонаторов в виде прямоугольного параллелепипеда находят по формуле (1)

$$f_{рез} = \sqrt{\left(\frac{m \cdot \pi}{A}\right)^2 + \left(\frac{n \cdot \pi}{B}\right)^2 + \left(\frac{\delta \cdot \pi}{L}\right)^2} \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_r}}, \quad (1)$$

где  $m, n, \delta$  – целые числа соответствующие колебаниям  $TE_{mn\delta}$ ;  $A, B, L$  – размеры диэлектрика (см. рис. 1);  $c$  – скорость света;  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость материала резонатора. Размеры кристалла были взяты в соответствии с рис. 1:  $A = 0,016, B = 0,019, L = 0,038$  м.

Проблема расчета  $f_{mn\delta}$  заключается в том, что в нашем случае относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  неизвестна. Знание экспериментальных резонансных частот  $f_{1,exp}$  и  $f_{2,exp}$  в рассматриваемом случае

также недостаточно чтобы определить  $\varepsilon_r$ . Проведенное моделирование в COMSOL позволило путем подбора определить по значениям  $f_{1,exp}$  и  $f_{2,exp}$  величину  $\varepsilon_r \approx 27$ . При этом расчет полей показал, что для  $f_{1,exp}$  наблюдается картина поля, близкая к  $TE_{012}$ , а на частоте  $f_{2,exp} - TE_{112}$ . Это предположение и знание примерной  $\varepsilon_r$  позволило построить итерационную процедуру расчета значений  $f_{1,sim}$ ,  $f_{2,sim}$  и эффективной диэлектрической проницаемости резонатора  $\varepsilon_{ef,sim}$  при моделировании (индекс *sim*). Такая постановка задачи нахождения  $\varepsilon_{ef,sim}$  вызвана тем, что объемный кристалл не находится в состоянии “чистых” свободных колебаний, т.к. снизу граничные условия определяются полосковыми линиями передачи и диэлектриком подложки, а сверху металлической пластиной с плавающим потенциалом.

Введем матрицу, отражающую тип колебаний на двух частотах резонанса (см. рис. 6)

$$nm\delta = \begin{bmatrix} n_1 & m_1 & \delta_1 \\ n_2 & m_2 & \delta_2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $n_1, \dots, \delta_2$  имеют целочисленные значения, вообще говоря, не известные, их необходимо найти. Матрица экспериментально измеренных частот резонанса

известна  $F_{exp} = \begin{bmatrix} f_{1exp} \\ f_{2exp} \end{bmatrix}$ .

Зададим цикл по  $i = 1, 2$ , привязанный к первой и второй строке матрицы  $nm\delta$  по  $i$ , а индекс  $j = 1, 2, 3$  – соответственно к  $n_1, m_1, \delta_1$  или  $n_2, m_2, \delta_2$ . Варьируя сочетание  $n, m, \delta$ , получим тот или иной тип колебаний. Как уже отмечалось,  $n, m, \delta$  могут быть определены из анализа картины электромагнитного поля в резонаторе, рассчитанной на  $f_{sim1}$  и  $f_{sim2}$  в системе Comsol (см. рис. 7 и рис. 8) или путем случайного перебора.

Снабдим индексом  $i$  коэффициенты

$$\beta_{x_{i,1}} = \frac{nm\delta_{i,1} \cdot \pi}{A}, \quad \beta_{y_{i,2}} = \frac{nm\delta_{i,2} \cdot \pi}{B}, \quad \beta_{z_{i,3}} = \frac{nm\delta_{i,3} \cdot \pi}{L}.$$

Тогда частоты собственных колебаний  $f_{sim}$  с номерами  $i=1,2$  будут определяться в соответствии с (3)

$$f_{sim,i} = \sqrt{\beta_{x_{i,1}}^2 + \beta_{y_{i,2}}^2 + \beta_{z_{i,3}}^2} \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_{r,i}}}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{r,i}$  – изначально задаваемая относительная диэлектрическая проницаемость для  $i$ -того типа колебаний. Зная  $f_{exp,i}$  можно найти эффективную диэлектрическую проницаемость резонатора (4)

$$\varepsilon_{ef,i} = \frac{c^2 \cdot (\beta_{x_{i,1}}^2 + \beta_{y_{i,2}}^2 + \beta_{z_{i,3}}^2)}{4 \cdot \pi^2 \cdot f_{exp,i}^2}. \quad (4)$$

Поскольку приближение  $\varepsilon_{эфi}$  найдено, определим приближенно собственные (резонансные) частоты (5)

$$f_{sim,i} = \sqrt{\beta_{x_{i,1}}^2 + \beta_{y_{i,2}}^2 + \beta_{z_{i,3}}^2} \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_{ef,i}}}. \quad (5)$$

Выражение (5) позволяет избежать трудностей вычисления корня квадратного из матрицы  $\varepsilon_{ef,i}$ , возникающих если бы диэлектрическая проницаемость задавалась матрицей.

Условия истинности вычисления  $\varepsilon_{ef,i}$  состоят в одновременном совпадении экспериментально определенных частот и рассчитанных частот при значениях эффективной диэлектрической проницаемости, максимально близких к данным, полученным в результате электродинамического моделирования

$$|f_{exp,i} - f_{sim,i}| \leq \Delta 1, \quad (6)$$

$$|\varepsilon_{r,i} - \varepsilon_{ef,i}| \leq \Delta 2, \quad (7)$$

где  $\Delta 1$  и  $\Delta 2$  – погрешности вычисления частот  $f_{sim,i}$  и  $\varepsilon_{ef,i}$ .

**Шаг 1.** Из анализа картины электрических полей (рис. 7, 8) сделан вывод, что

$$nm\delta = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 2 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Вначале вычислений было взято  $\varepsilon_{r,i} = \begin{bmatrix} 27 \\ 27 \end{bmatrix}$ .

При таких значениях индексов типов волн и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{r,i}$  получены резонансные частота  $f_{sim,i} = \begin{bmatrix} 2,1487 \cdot 10^9 \\ 2,8057 \cdot 10^9 \end{bmatrix}$ .

Разница между резонансными частотами, полученными в результате эксперимента и расчета составила  $\Delta 1 = |f_{exp,i} - f_{sim,i}| = \begin{bmatrix} 1,4525 \cdot 10^7 \\ -2,2251 \cdot 10^8 \end{bmatrix}$ . Далее

выполнен расчет  $\varepsilon_{ef,i}$  по формуле (4) с использованием экспериментально полученных значений резонансных частот  $f_{exp,i}$ . Получены значения эффективной диэлектрической проницаемости на первом шаге вычислений

$$\varepsilon_{1,ef,i} = \begin{bmatrix} 26,6386 \\ 31,8518 \end{bmatrix} \text{ и погрешность вычислений } \Delta 2 = \begin{bmatrix} 0,3614 \\ 4,8518 \end{bmatrix}.$$

**Шаг 2.** Как видно, эффективная диэлектрическая проницаемость для второго типа колебаний значительно отличается от первоначально взятой  $\varepsilon_{r,i}$  при моделировании. Поэтому на втором шаге в качестве диэлектрических проницаемостей в формуле (5) взяты  $\varepsilon_{1,ef,i}$ , полученные на первом шаге. Подставив значение  $\varepsilon_{1,ef,i}$  в выражение (5), получим значения резонансных

частот  $f_{sim,i} = \begin{bmatrix} 2,1632 \cdot 10^9 \\ 2,5832 \cdot 10^9 \end{bmatrix}$  и погрешность  $\Delta 1 = |f_{exp,i} - f_{sim,i}| = \begin{bmatrix} 1,4114 \cdot 10^3 \\ 1,3369 \cdot 10^3 \end{bmatrix}$ .

Заменив  $f_{exp,i}$  на  $f_{sim,i}$  в выражении (4), получаем эффективную

диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{2,ef,i} = \begin{bmatrix} 26,6386 \\ 31,8518 \end{bmatrix}$  и погрешность

$$\Delta 2 = |\varepsilon_{1,ef,i} - \varepsilon_{2,ef,i}| = \begin{bmatrix} 3,4762 \cdot 10^{-5} \\ 3,2968 \cdot 10^{-5} \end{bmatrix}. \quad \text{Таким образом одновременно}$$

минимизированы ошибки вычисления резонансных частот и эффективной проницаемости, а также определены типы колебаний на основе проведенного электродинамического моделирования. Абсолютные погрешности определения искомых параметров не более  $\Delta 1, \Delta 2 \leq 10^{-4}$ .

Итак, примененная итерационная процедура позволяет проводить экстракцию эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов СВЧ с объемными кристаллами по критерию минимальной погрешности.

## 5. Применение резонаторов

Применение резонаторов в составе аппаратуры, вероятно, потребует проведения оценки влияния внешних экранов, изменения параметров резонатора без электрода с плавающим потенциалом, температурной зависимости на характеристики и др.

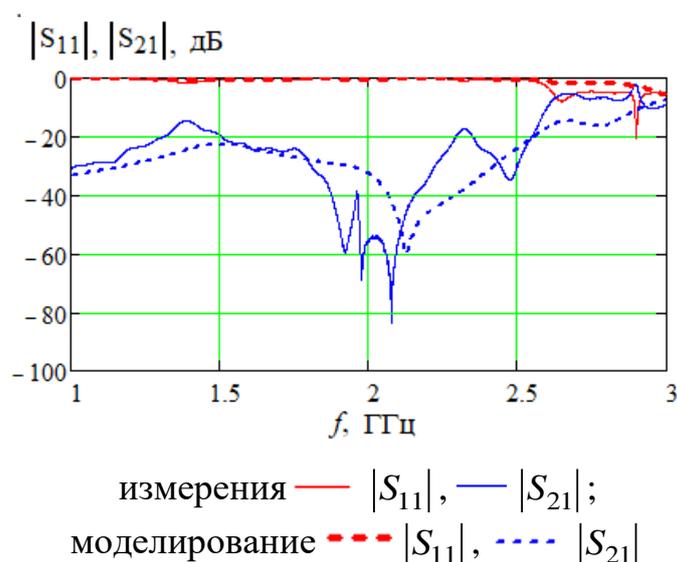


Рис. 9. Частотные зависимости измеренных и рассчитанных коэффициентов передачи  $|S_{21}|$  и коэффициентов отражения  $|S_{11}|$  резонатора с индексом  $\bar{X}\bar{Z}$  без электрода.

Был проведен эксперимент по выявлению критичности от изменения параметров рассматриваемой конструкции резонаторов. Положение и ориентация кристалла, как было показано (см. рис. 7), не являются критическими для получения резонансов. Во всех вариантах получается звено полосно-пропускающего типа с узкой полосой пропускания порядка  $1 \dots 1,5 \%$ .

Исследовалось влияние электрода из меди, располагаемого на верхней поверхности кристалла. Экспериментальные и рассчитанные частотные зависимости  $|S_{11}|$  и  $|S_{21}|$  резонатора без электрода показаны на рис. 9. Как видно из рис. 9 на резонансных частотах максимальный коэффициент передачи  $|S_{21}| \approx -15$  дБ,  $|S_{11}| \approx -1 \dots -2$  дБ, что означает потерю основной функции устройства. Таким образом, наличие верхнего электрода с плавающим потенциалом оказалось критичным. Использование электрода для управления параметрами резонаторов без изменения представленной конструкции остается под вопросом, т.к. электрод на частоте первого резонанса выполняет функцию заземленного экрана с почти нулевым потенциалом.

Для решения практической задачи построения полосно-пропускающего фильтра наиболее целесообразно использовать третий резонанс при размещении кристалла с индексом XY, если по условиям технических требований допускаются первый и второй резонанс. Если же требуется обеспечивать полосу частот от 1 до 2,5 ГГц, тогда в наибольшей степени подходит звено фильтра с индексом  $\bar{X}\bar{Z}$ .

## **Заключение**

В ходе работы были получены экспериментальные частотные характеристики резонаторов, отличающихся расположением и ориентацией кристалла ниобата лития на поверхности полоскового модуля в диапазоне частот до 3 ГГц. Показано, что на основе исследованной конструкции могут быть построены звенья полосно-пропускающих фильтров. Наличие на поверхности металлического электрода является обязательным атрибутом конструкции для

получения приемлемого коэффициента передачи и коэффициента отражения на резонансных частотах. Проведенное моделирование в системе COMSOL подтвердило физические свойства и достижимые границы параметров, хотя предложенная модель требует детализации. Тем не менее, при сравнении экспериментальных данных и результатов расчета на модели в COMSOL, получено хорошее совпадение резонансных частот, минимальных значений коэффициентов отражения  $|S_{11}|$  и максимальных величин коэффициентов передачи  $|S_{21}|$ .

В предложенной конструкции резонатора получено разреживание спектра резонансных частот в полосковой структуре. Использование выделяемых резонансов позволило оценить диэлектрическую проницаемость объемных кристаллов на СВЧ по экспериментально полученным резонансным частотам.

**Финансирование:** Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № FEWM-2023-0014 от 16.01.23.

### Литература

1. Беляев Б.А., Дрокин Н.А., Шабанов В.Ф. Резонансные датчики для измерения диэлектрических спектров жидких кристаллов в широком диапазоне частот // Приборы и техника эксперимента. – 2006. – №. 5. – С. 111-118. DOI 10.21293/1818-0442-2023-26-1-41-47
2. Миненко Д.Е., Шеерман Ф.И., Федоров Е.А. Методы измерений диэлектрических свойств листовых диэлектриков в СВЧ диапазоне на основе полосковых резонаторов // Радиофизика, фотоника и исследование свойств вещества. – 2022. – С. 66-68.

3. Миненко, Д.Е. Шеерман Ф.И. Проектирование полосковых резонаторов для измерения  $\epsilon_r$  и  $\text{tg}\delta$  листовых диэлектрических материалов в СВЧ-диапазоне // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2023. – Т. 26, № 1. – С. 41-47. – DOI 10.21293/1818-0442-2023-26-1-41-47
4. Арутюнян А.А. и др. Частотные характеристики полосковых модулей формирования квазихаотических сигналов на основе объемных нелинейно-оптических кристаллов // Ural Radio Engineering Journal. – 2023. – Т. 7. – №. 3. – С. 227-249. DOI: 10.15826/urej.2023.7.3.001
5. Малютин Г.А., Арутюнян А.А. Особенности измерения фазовой задержки в полосковых структурах с диэлектрическим заполнением нелинейными объемными кристаллами // XIII Всероссийская научно-техническая конференция «Метрология в радиоэлектронике». – 2023.
6. Воробьев П.А., Малютин Н.Д., Федоров В.Н. Квази-Т-волны в устройствах на связанных полосковых линиях с неуравновешенной электромагнитной связью // Радиотехника и электроника. – 1982. – Т. 27. – №. 9. – С. 1711-1718.
7. Рез И.С, Поплавко Ю.М. Диэлектрики: основные свойства и применения в электронике. – Радио и Связь, 1989. ISBN 5-256-00235-X.
8. Wong K.K. (ed.). Properties of lithium niobate. – IET, 2002. – №. 28.
9. Журавлев А.А. Разработка и исследование диэлектрических интегрально-оптических датчиков напряженности электрического поля: дис. канд. техн. наук. – Пермь. – 2020. – С. 142.
10. Лебедев В.В. Исследование высокочастотной и сверхвысокочастотной модуляции оптического излучения в волноводных структурах на основе ниобата лития: дис. – диссертация на соискание учёной степени к. ф.-м. н., СПб: Физико-технический институт им. АФ Иоффе РАН. – 2016. – С. 126.
11. Геворкян В., Кочемасов В. Объемные диэлектрические резонаторы-основные типы, характеристики, производители. Часть 1 // Электроника: наука, технология, бизнес. – 2016. – №. 4. – С. 62-77.

12. Диэлектрические резонаторы для ЭПР спектроскопии / И.С. Головина, И.Н. Гейфман, В.Е. Родионов – Национальная академия наук Украины, Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины. – Киев: НАН Украины. – 2015. – С. 158. ISBN 978-966-02-7675-8.

**Для цитирования:**

Арутюнян А.А., Малютин Н.Д. Полосковый резонатор СВЧ с объемным кристаллом: экспериментальные характеристики и определение эффективной диэлектрической проницаемости. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.7.8>