

Федеральное государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, М.Ю. Куликов, Д.В. Пономарев

Микрополосковые фотонные кристаллы
и их использование для измерения
электрофизических свойств жидких
диэлектриков

Учебное пособие для студентов факультета нано- и биомедицинских
технологий, обучающихся по магистерской программе «Электроника и
наноэлектроника»

Лабораторная работа

Саратов 2014

Усанов Д.А., Скрипаль А.В., М.Ю.Куликов, Пономарев Д.В.

Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения электрофизических свойств жидких диэлектриков: Учеб. Пособие для студентов факультета нано- и биомедицинских технологий, обучающихся по магистерской программе «Электроника и наноэлектроника» –Саратов, 2014. –35 с.: ил. Электронное издание.

Представлена лабораторная работа, в ходе выполнения которой учащиеся знакомятся с методами измерения комплексной диэлектрической проницаемости полярных и неполярных жидких диэлектриков, играющих роль нарушения периодичности в микрополосковом фотонном кристалле. Для выполнения лабораторных работ учащимся предлагается анализ современного состояния в области исследования электрофизических свойств жидких диэлектриков, теоретическое описание микрополосковых фотонных кристаллов, алгоритмы расчета искомых физических величин и техническое описание процедуры работы с измерительным оборудованием.

Для студентов университета, обучающихся по направлению 210100 «Электроника и наноэлектроника», магистерская программа «Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии», а также научных сотрудников, аспирантов, инженеров, интересующихся современными аспектами практического применения фотонных кристаллов.

Рекомендует к печати:

Кафедра физики твёрдого тела

Саратовского государственного университета

© Усанов Д.А., Скрипаль А.В.,
М.Ю. Куликов, Пономарев Д.В.

2014

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
1 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ	5
1.1 Методы, использующие электромагнитные волны в свободном пространстве	5
1.2 Волноводные методы измерения	7
1.3 Мостовые методы измерения	8
1.4 Резонаторные методы измерения	10
1.5 Микрополосковые методы измерения	14
2 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ	16
2.1 Физические свойства фотонных кристаллов	16
2.2 Создание фотонных кристаллов для работы в СВЧ - диапазоне	19
3 РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С МИКРОПОЛОСКОВОЙ СТРУКТУРОЙ	22
4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПО ЧАСТОТНЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ	24
ПРИЛОЖЕНИЕ 1.	33

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время разработано большое число методов для определения электрофизических параметров веществ в СВЧ – диапазоне [1]. Данные методы важны для производства современных приборов, реализации новейших технологий создания электронных систем и компонентов и получения новых веществ с уникальными свойствами. Особую роль эти методы измерения играют при исследовании материалов и структур, используемых при создании приборов СВЧ электроники, так как информация, полученная с помощью низкочастотных методов, при переходе в СВЧ - диапазон может оказаться недостаточной для конструирования СВЧ устройств с заданными характеристиками [2]. Среди СВЧ - методов измерения параметров материалов микрополосковые методы выделяются технологичностью изготовления структур и оправок для измерений, простотой измерений и отсутствием жестких требований на размеры образцов.

В последние время интенсивное развитие нанотехнологий стимулировало создание нового класса периодических структур, получивших название фотонных кристаллов, и состоящих из периодически чередующихся слоев, размеры которых сравнимы с длиной волны распространяющегося электромагнитного излучения [3], [4]. В связи с высокой чувствительностью к параметрам нарушения периодичности, перспективным представляется использование микрополосковых аналогов фотонных кристаллов для определения параметров материалов в СВЧ - диапазоне.

Целью работы является исследование особенностей взаимодействия электромагнитного излучения с одномерным фотонным кристаллом, представляющим собой открытую микрополосковую линию передачи с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью подложки, и измерения комплексной диэлектрической проницаемости неполярных жидких диэлектриков и полярных жидких диэлектриков с высокими потерями, играющих роль нарушения периодичности фотонного кристалла

1 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

1.1 Методы, использующие электромагнитные волны в свободном пространстве

В миллиметровом диапазоне длин волн распространены методы, использующие волны в свободном пространстве [5]. В этих методах для определения диэлектрической проницаемости используется оптическая характеристика диэлектрика, т. е. комплексный показатель преломления

$$n^* = n - j \cdot k, \quad (1.1)$$

где n – показатель преломления диэлектрика с потерями, k – коэффициент поглощения. Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости имеют соответственно вид:

$$\varepsilon' = n^2 - k^2, \quad (1.2)$$

$$\varepsilon'' = 2 \cdot n \cdot k. \quad (1.3)$$

Измерительная система представляет собой источник излучения, измерительную ячейку с исследуемой жидкостью и приемник излучения. Сигнал, идущий от генератора СВЧ, отражается от поверхности жидкости и принимается приемной антенной. Коэффициент отражения измеряется в зависимости от толщины слоя жидкости, изменяемой с помощью микрометрической системы. Зависимость коэффициента отражения от толщины жидкости имеет ряд максимумов и минимумов. Расстояние между максимумом и минимумом равно $\lambda_{ж}/2$. Коэффициент поглощения α определяется из выражения

$$e^{n \cdot \alpha \cdot \lambda_{ж}} = \frac{1 - (S \cdot L)^{1/2} - [(1 - L) \cdot (1 - S)]^{1/2}}{L^{1/2} - S^{1/2}}, \quad (1.4)$$

где n – целое число, L и S – коэффициенты отражения в максимуме и минимуме. Определив α , и $\lambda_{ж}$ ε' , ε'' вычисляем по формулам

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ж}} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{\alpha \cdot \lambda_{ж}}{2 \cdot \pi} \right)^2 \right] + \sin^2 \theta, \quad (1.5)$$

$$\varepsilon'' = \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ж}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\alpha \cdot \lambda_{ж}}{\pi} \right), \quad (1.6)$$

где θ – угол падения.

Другая разновидность этого метода измерений заключается в использовании специального гибридного соединения, в котором происходит разделение высокочастотной мощности на опорную и измерительную компоненты. С одного плеча гибридного соединения с помощью рупорной антенны измерительный сигнал падает на ячейку с жидкостью и после отражения попадает в гибридное соединение. Опорный сигнал проходит через переменный аттенюатор и после отражения от короткозамыкателя также поступает в гибридное соединение. Часть измерительного сигнала, поступившего в гибридное соединение после отражения от жидкости, поступает в выходное плечо и здесь интерферируется частью опорного сигнала, предварительно прошедшего через аттенюатор и претерпевшего отражение от короткозамыкающего поршня.

Перед началом измерений поршень измерительной ячейки опускается до плотного соприкосновения с пластиной, герметизирующей ячейку. После этого с помощью переменного аттенюатора и короткозамыкающего поршня добиваются того, чтобы выходной сигнал был равен нулю. Далее перемещают поршень и снимают зависимость величины выходного сигнала от толщины столба жидкости. Эта зависимость представляет собой осциллирующую кривую с минимумами и максимумами. Расстояние между последующими минимумами и максимумами кривой равно половине длины волны в жидкости. По величине максимумов определяются ε' , ε'' .

Преимуществами данных методов является возможность дистанционного контроля параметров. Недостатками являются большой объем исследуемой жидкости, рассеяние излучения в свободном пространстве и необходимость балансировки источника и приемника излучения.

1.2 Волноводные методы измерения

В сантиметровом и миллиметровом диапазонах широко используются волноводные методы для измерения ε' и ε'' жидкостей с большими и малыми потерями [6] – [8].

В методе короткого замыкания при помещении источника электромагнитных волн в одном конце волновода, а в другом – короткозамыкающей пластины, образуется стоячая волна. При наличии диэлектрика в волноводе положение минимума стоячей волны сдвигается, часть падающей волны поглощается диэлектриком, а значение напряженности электрического поля в минимуме стоячей волны отличается от нуля. Соотношение, связывающее параметры отраженной волны с диэлектрическими свойствами исследуемого образца и его толщиной имеет вид

$$\frac{th\gamma_1 \cdot d}{\gamma_1 \cdot d} = -\frac{\lambda_0}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \frac{1 - j \cdot \eta \cdot tg\beta_0 \cdot \chi_0}{\eta - j \cdot tg\beta_0 \cdot \chi_0}, \quad (1.7)$$

где η – коэффициент стоячей волны, β_0 – фазовая постоянная, λ_0 – длина волны в волноводе, χ_0 – расстояние от диэлектрика до первого узла стоячей волны, γ_1 – постоянная распространения в жидкости, d – толщина в жидкости. Данное уравнение является трансцендентным и решается графическими методами или методом последовательных приближений с помощью.

В некоторых частных случаях возможно упростить уравнение (1.7). Первый способ – измерение входного сопротивления волновода при положении короткозамыкающего поршня непосредственно за диэлектриком и при сдвиге на расстояние четверти длины волны в волноводе от диэлектрика. Второй способ – упрощение выражения (1.7) в предположении малости потерь в диэлектрике. Третий способ – измерение входного сопротивления волновода с жидкостью при толщине слоя жидкости d , а потом при толщине $2d$.

В методе вариации толщины жидкости не требуется определение фазы отраженной волны, что уменьшает погрешность измерений. В данном методе коэффициент стоячей волны измеряется в зависимости от толщины столба

жидкого диэлектрика. При этом получается осциллирующая кривая с максимумами и минимумами. Расстояние между любыми минимумами принимается равным половине длины волны в жидкости $\lambda_{ж}$, а отношение значений коэффициента стоячей волны в m -м и n -м максимумах определяется выражением

$$\frac{\eta_m}{\eta_n} = \frac{th\left(n \cdot \pi \cdot tg \frac{\Delta}{2}\right)}{th\left(m \cdot \pi \cdot tg \frac{\Delta}{2}\right)}. \quad (1.8)$$

Значения ε' и ε'' определяются по формулам

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_{жс}}\right)^2 \cdot \left[1 - tg^2 \frac{\Delta}{2}\right], \quad (1.9)$$

$$\varepsilon'' = 2 \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{жс}}\right)^2 \cdot tg^2 \frac{\Delta}{2}. \quad (1.10)$$

Достоинствами волноводных методов измерения являются отсутствие излучения в электродинамической системе и низкая погрешность измерений. Недостатками волноводных методов измерения являются трудности, связанные с решением трансцендентных уравнений и помещением исследуемой жидкости в измерительный тракт.

1.3 Мостовые методы измерения

Точность измерения параметров образца материала можно повысить, если, вместо описанных выше волноводных методов, использовать при измерениях СВЧ - мостовые схемы [9].

В одном из самых распространенных методов исследуемый образец и фиксированный аттенюатор находятся в одном плече мостовой схемы, а в другом расположены калиброванный фазовращатель и регулируемый аттенюатор. Эти приборы регулируются до достижения баланса в отсутствие и присутствии образца. Фиксируется разность в показаниях, вызванная появлением образца. Расчет ε' и тангенса угла диэлектрических потерь ведется по формулам

$$\varepsilon' = 1 + 4 \cdot \left(\frac{\Delta l}{l_d} \right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta l}{l_d} \right) \cdot \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2 \right], \quad (1.11)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda_0 \cdot \Delta L}{\pi \cdot l_d \cdot \lambda_g}. \quad (1.12)$$

Один из предложенных мостовых методов заключается в определении ε' и ε'' (или n и χ) при измерении затуханий в двух волноводах с различными предельными длинами волн λ_{c1} λ_{c2} . Измерения удобно проводить в круглых волноводах, если радиус первого из них лишь немногим превышает предельное значение, когда волновод заполнен жидкостью, а радиус второго волновода сделан большим по сравнению со значением предельной длины волны. Значения ε' и ε'' определяются из выражений

$$\varepsilon' = \frac{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{c1}} \right)^2 \cdot \chi_1^2 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{c2}} \right)^2 \cdot \chi_2^2}{\chi_1^2 - \chi_2^2} - (\chi_1^2 + \chi_2^2), \quad (1.13)$$

$$\varepsilon'' = 2 \cdot \chi_1 \left[\varepsilon' + \chi_1^2 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{c1}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (1.14)$$

Также используются методы, основанные на применении двойных волноводных тройников. Высокочастотная мощность подается на плечо первого двойного волноводного тройника и делится на две равные части. Одна часть из плеча моста через вентиль и согласующий трансформатор попадает в ячейку с жидкостью. С выхода ячейки волна через согласующий трансформатор и вентиль попадает в плечо второго двойного тройника. Другая часть высокочастотной мощности из плеча первого моста через вентиль, аттенюатор и фазовращатель попадает во второе плечо второго двойного волноводного тройника. Измерительная ячейка состоит из двух круглых или прямоугольных волноводов. Один волновод имеет чуть меньшие размеры и может перемещаться внутри другого. Ячейка закрыта с двух сторон пластинами слюды или тефлона. На стенке волновода сделаны маленькие отверстия, через которые жидкость может поступать из резервуара или вытесняться в резервуар при перемещении подвижного волновода. Процедура измерения аналогична выше описанным методам и заключается в

определении изменения фазы волны при прохождении через жидкость и поглощенной энергии.

Достоинством мостовых методов являются низкая погрешность измерений. Недостатком является ограниченность использования мостовых методов, связанная с асимметрией используемых тройников.

1.4 Резонаторные методы измерения

Для измерений электрофизических параметров веществ и исследования свойств материалов в СВЧ – диапазоне используются также резонаторные методы [10].

В методе биений сравниваются резонансные частоты двух генераторов. Первый генератор является опорным и работает на фиксированной частоте. В колебательный контур второго генератора включается эталонный переменный конденсатор. Колебания от двух генераторов подаются на смеситель, позволяющий получить разностную частоту. Изменяя переменную емкость, добиваются равенства частот генераторов. После этого к эталонному конденсатору подключают параллельно конденсатор с исследуемой жидкостью. Появляется разностная частота, которая может быть сведена к нулю изменением емкости эталонного конденсатора. Разность значений емкости эталонного конденсатора до подключения измерительного конденсатора и после его подключения равна емкости измерительного конденсатора, а диэлектрическая проницаемость определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{C_1 - C_2}{C_0}. \quad (1.15)$$

Метод не позволяет измерять диэлектрические потери жидкости и определять диэлектрическую проницаемость в частотном диапазоне.

Метод расстройки контуров не имеет вышеуказанных недостатков. Изменением эталонной емкости достигается резонанс в контуре при отключенном и подключенном измерительном конденсаторе. Достижение резонанса в контуре фиксируется индикаторным прибором, индуктивно связанным с контуром. Резонансные значения эталонной емкости при

измерениях с измерительным конденсатором C_1 и без него C_2 используются для расчета емкости измерительного конденсатора с исследуемой жидкостью

$$C = C_1 - C_2. \quad (1.16)$$

Диэлектрическая проницаемость определяется по известной емкости C_0 пустого измерительного конденсатора

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (1.17)$$

При измерении диэлектрических потерь с подключенным измерительным конденсатором достигается резонанс, и эталонная емкость изменяется до тех пор, пока значение тока в контуре не уменьшится в $\sqrt{2}$ раз относительно его значения при резонансе. Тогда изменение емкости определяется выражением

$$\Delta C = \frac{1}{2} \cdot (C_2'' - C_2'), \quad (1.18)$$

где C_2'' и C_2' – емкости эталонного конденсатора при резонансе и расстройке от резонанса. Диэлектрические потери вычисляются по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{\sqrt{A_1} - \sqrt{A_2}}{\sqrt{A_1}}, \quad (1.19)$$

где A_1 и A_2 – показания индикаторного прибора при резонансе с измерительным конденсатором и без него.

Часто диэлектрическую проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь измеряют по изменению добротности резонансной системы. Для этого используют куметр – прибор для измерения добротности. В этом случае расчетные формулы имеют вид

$$C = C_1 - C_2, \quad (1.20)$$

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (1.21)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(Q_1 - Q_2) \cdot C_1}{Q_1 \cdot Q_2 (C_1 - C_2)}, \quad (1.22)$$

где C_1 , C_2 , Q_1 , Q_2 – емкости эталонного конденсатора и добротности контура до и после подключения измерительного конденсатора.

Наиболее распространенными методами являются методы связанные с измерение электрофизических параметров жидкостей в объемных

резонаторах. В дециметровом диапазоне длин волн используются коаксиальные резонаторы, в сантиметровом и миллиметровом диапазонах чаще всего используются круглые или прямоугольные резонаторы. Исследуемая жидкость в кювете помещается в резонатор, и диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь жидкости определяются по измеренным резонансной длине волны и добротности резонатора при отсутствии и наличии исследуемой жидкости в кювете.

Диэлектрическая проницаемость определяется из выражения

$$\varepsilon' = \frac{1 + (\lambda_k \cdot a / 2 \cdot \pi \cdot d)^2}{1 + (\lambda_k / \lambda_p)^2}, \quad (1.23)$$

где a определяется из следующего уравнения

$$\frac{\operatorname{tga}}{a} = -\frac{\lambda_p}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot (Z_{cm} + d)}{\lambda_p}, \quad (1.24)$$

где λ_p – резонансная длина волны резонатора, λ_k – критическая длина волны резонатора, Z_{cm} – смещение бесконтактного поршня при настройке в резонанс с жидкостью в резонансе, d – высота столба жидкости.

Добротность цилиндрического резонатора, частично заполненного диэлектриком с потерями, в котором возбуждаются колебания типа H_{011} , определяется формулой

$$Q = \frac{P \cdot D + \frac{1}{3} \cdot L}{\frac{\Delta}{r} \cdot \left(\frac{1}{\beta^2 + \kappa^2} \right) \cdot [\kappa^2 \cdot (P \cdot D + L) + \beta^2 \cdot P + \beta_0^2] + P \cdot D \cdot \operatorname{tg} \delta}, \quad (1.25)$$

где $D = 2 \cdot d - \frac{1}{\beta} \cdot \sin \beta \cdot d$, $L = 2 \cdot l_0 - \frac{1}{\beta_0} \cdot \sin \beta_0 \cdot l_0$, $P = \frac{\sin \beta_0 \cdot l_0}{\sin \beta \cdot l}$, $\kappa = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_k}$, r – радиус резонатора, l_0 – длина части резонатора, заполненного воздухом при наличии диэлектрика, Δ – глубина скин - слоя, β и β_0 – фазовые постоянные в части резонатора, заполненной диэлектриком и воздухом соответственно.

Тангенс угла диэлектрических потерь вычисляется по измеренной добротности резонатора с диэлектриком и без него по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = \left(1 + \frac{L}{P \cdot l_0 \cdot D} \right) \cdot \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q'_m} \right), \quad (1.26)$$

где добротность резонатора с диэлектриком без потерь определяется выражением

$$Q_m' = \frac{P \cdot D + \frac{1}{3} \cdot L}{\frac{\Delta}{r} \cdot \left(\frac{1}{\beta^2 + \kappa^2} \right) \cdot [\kappa^2 \cdot (P \cdot D + L) + \beta^2 \cdot P + \beta_0^2]}. \quad (1.27)$$

Глубина скин – слоя Δ может быть вычислена по экспериментально определяемой добротности резонатора, заполненного воздухом

$$Q_m = \frac{r \cdot (\kappa^2 - \beta^2)}{\Delta \cdot \left(\kappa^2 + \frac{2 \cdot r \cdot \beta_0^2}{l + d} \right)}. \quad (1.28)$$

При колебаниях в цилиндрическом резонаторе волн типа H_{01n} или E_{010} кювета с жидкостью устанавливается на оси резонатора. Кювета должна иметь цилиндрическую форму, тонкие стенки и малый диаметр.

В прямоугольном резонаторе тонкостенная капсула с жидкостью помещается через отверстие в широкой стенке резонатора в пучности электрического поля. Тогда для измерения резонансной частоты и добротности резонатора имеем

$$\Delta f_p = (\varepsilon' - 1) \cdot \frac{2 \cdot f_p \cdot S}{V} \cdot l, \quad (1.29)$$

$$\frac{1}{Q_1} = 4 \cdot \varepsilon'' \cdot \frac{S}{V} \cdot l + \frac{1}{Q_0}, \quad d/a \leq 0.1, \quad (1.30)$$

где S , l – поперечное сечение жидкости в капсуле и длина столба жидкости, Q_1 и Q_0 – добротность резонатора с образцом и без образца, d – внутренний диаметр капсулы, a – размеры широкой стенки волновода. По наклону зависимости Δf_p от l и $1/Q_1$ от l определяются ε' и ε'' .

К преимуществам резонаторных методов относятся малые габариты измерительных установок, малое количество жидкости, необходимое для измерений. Недостатками являются трудность изготовления резонаторов с большой добротностью, необходимость обеспечения большой стабильности генератора колебаний, трудности измерений параметров полярных жидких диэлектриков с высокими потерями, необходимость использования в некоторых случаях эталонов.

1.5 Микрополосковые методы измерения

Микрополосковые методы измерения позволяют определить электрофизические параметры исследуемых материалов при относительной простоте используемых измерительных систем [11].

Создано несколько различных типов микрополосковых датчиков для измерения параметров жидких диэлектриков. В одном из методов используется резонатор, состоящий из симметричной микрополосковой линии передачи и цилиндрической измерительной кюветы, в которую вводится полосковый проводник линии передачи. В этом датчике исследуемый образец всегда находится в пучности высокочастотного электрического поля. Расчет искомых параметров проводится аналогично тому, как это описано в предыдущем подразделе.

В другом методе используются гибридные системы на основе микрополосковых структур, содержащих специальные измерительные емкостные ячейки [12]. Получившийся микрополосковый резонатор имеет возможность перестройки частоты в широком диапазоне при отсутствии существенных изменений в структуре датчика.

Также важное практическое значение имеет датчик для измерения параметров жидкостей с высоким уровнем потерь в СВЧ – диапазоне, который представляет собой диэлектрическую пластину, на верхней стороне которой выполнены полосковые проводники резонатора и металлизированные контактные площадки для связи с линиями передачи расположенных на нижней стороне диэлектрической пластины полосковых элементов, являющихся четвертьволновыми резонаторами, образующими трехзвенный полосно – пропускающий фильтр. Частью поверхности, содержащей фильтр, датчик погружается в жидкость. Работа датчика основана на измерении частоты резонатора, которая определяется действительной компонентой диэлектрической проницаемости исследуемой жидкости, и уровня сигнала, прошедшего через фильтр и определяемого мнимой компонентой диэлектрической проницаемости.

Особый интерес представляет метод, основанный на регистрации положения и глубины полюса затухания, наблюдаемого на амплитудно – частотной характеристике двухзвенной микрополосковой структуры [13]. Данная структура представляет собой трубчатый микрополосковый датчик. Полосковые проводники находятся внутри трубы диаметрально напротив друг друга. Снаружи структура закрыта металлическим экраном. Такая измерительная система удобна для использования в системах оперативного контроля качества нефтепродуктов, масел и различных сыпучих веществ .

Общим недостатком для всех методов измерения электрофизических параметров жидкостей, за исключением микрополосковых, является сложность используемых измерительных систем и трудности, связанные с проведением экспериментальных исследований [14]. Микрополосковые датчики характеризуются технологичностью изготовления и простотой эксплуатации, а методы с их использование отличаются удобством и простотой проведения измерений, обладая при этом малой погрешностью и высокой чувствительностью. Недостатками данных методов являются потери, связанные с излучением в открытой линии передачи, а также неоднородности, возникающие при наличии коаксиально-микрополосковых переходов.

2 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ

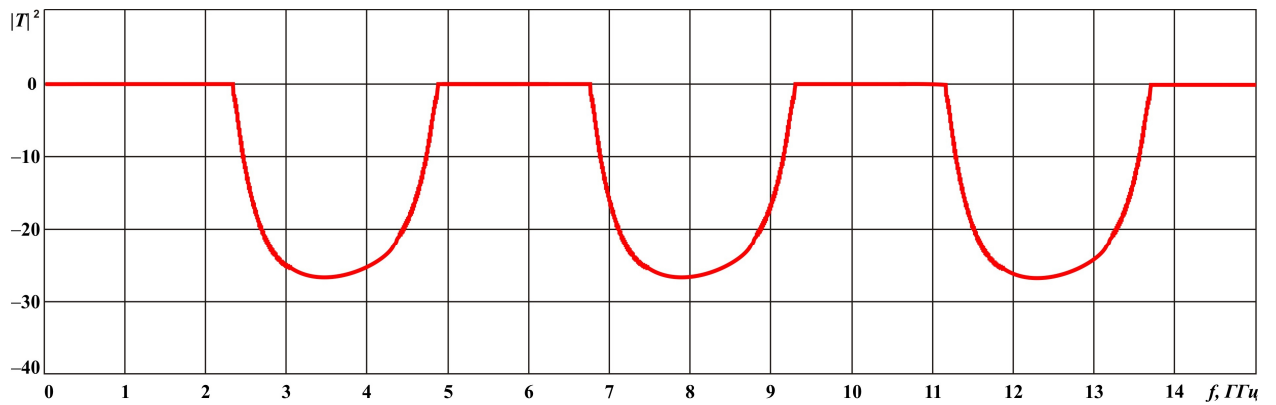
2.1 Физические свойства фотонных кристаллов

Фотонные кристаллы — это искусственно созданные периодические структуры, обладающие запрещенными и разрешенными для распространения электромагнитного излучения частотными диапазонами [3]. В таких структурах создается периодическая модуляция диэлектрической проницаемости с периодом, сравнимым с длиной распространяющейся электромагнитной волны в выбранном диапазоне, например оптическом. При рассмотрении амплитудно-частотной характеристики фотонного кристалла, обладающей зонным характером, возникающим при взаимодействии электромагнитного излучения с фотонным кристаллом, проводится аналогия с реальными кристаллами, в которых существуют разрешенные и запрещенные энергетические зоны для электронов.

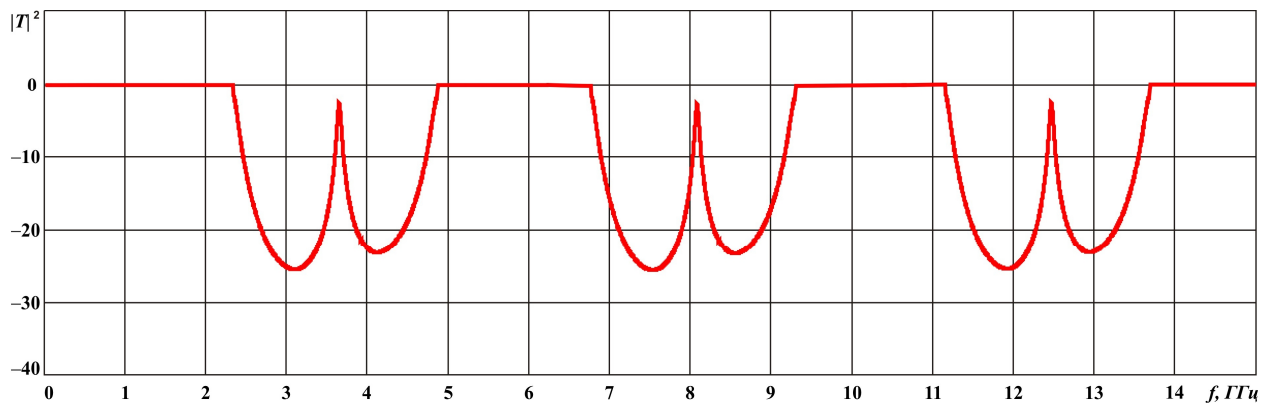
Фотонные кристаллы бывают одномерные (1D), двумерные (2D) и трехмерные (3D). Диэлектрическая проницаемость в них изменяется соответственно в одном, двух и трех пространственных направлениях. Одномерные фотонные кристаллы представляют собой чередующиеся вдоль направления распространения электромагнитной волны участки с различной диэлектрической проницаемостью. Они являются наиболее простыми в создании, теоретическом описании и дальнейшем экспериментальном исследовании. Примером может служить полоска кремния, нанесенная на подложку SiO_2 , с вытравленными в ней отверстиями, расположенными на одной линии вдоль полосы на равном расстоянии друг от друга. Двумерные фотонные кристаллы создаются заполнением матрицы основного вещества вертикальными включениями другого компонента, определенным образом упорядоченными по объему матрицы. Примером такой структуры может служить системы вертикальных диэлектрических стержней из высокоомного кремния, посаженных на подложку из диоксида кремния в шахматном порядке. Трехмерные фотонные кристаллы представляют собой очень

сложно организованные трехмерные регулярно-симметричные периодические структуры. Важнейшей особенностью фотонного кристалла является наличие в спектре пропускания частотной области, запрещенной для распространения электромагнитной волны – аналог запрещенной зоны в кристаллах. По аналогии с реальными кристаллами при наличии нарушений в периодичности слоистой структуры в запрещенной зоне фотонного кристалла могут появляться узкие «окна» прозрачности [4], [15]: «донорные» окна, расположенные вблизи верхней частотной границы запрещенной зоны, или «акцепторные» окна, расположенные вблизи ее нижней частотной границы. Известна высокая чувствительность частотной зависимости «окон» прозрачности в запрещенной зоне фотонного кристалла к параметрам нарушения периодичности. Положение и форма «окна» прозрачности определяются как материалами, так и конструктивными особенностями неоднородностей, параметры которых можно изменять в широких пределах технологическими условиями их изготовления.

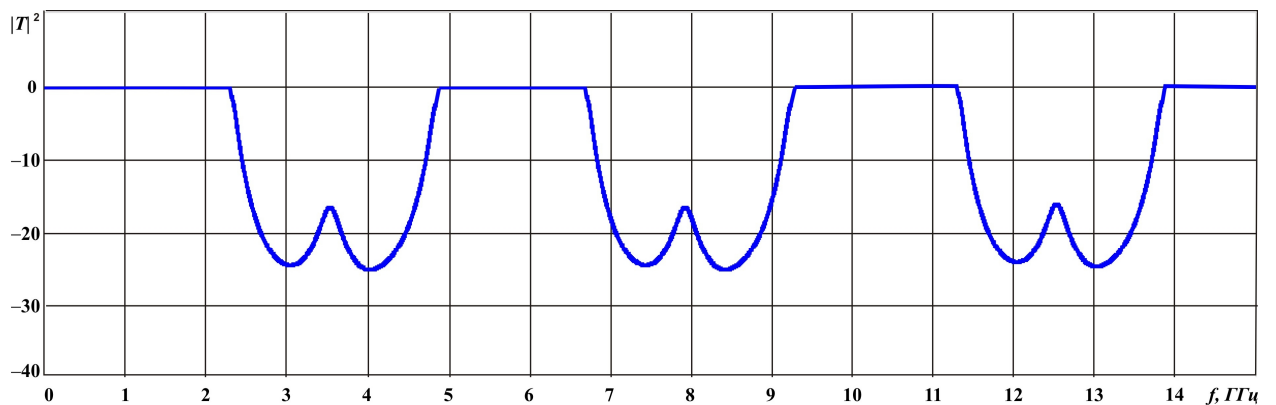
На рис.2.1 продемонстрировано компьютерное моделирование изменения частотной зависимости коэффициента прохождения при отсутствии и при создании в структуре идеального фотонного кристалла, работающего в СВЧ - диапазоне, нарушения периодичности. На рис.2.1,*а* показана частотная зависимость коэффициента прохождения электромагнитного излучения для фотонного кристалла без нарушений периодичности. Видны четко выраженные чередующиеся разрешенные и запрещенные зоны. На рис.2.1,*б* приведена частотная зависимость коэффициента прохождения для фотонного кристалла с введенной в него неоднородностью. В запрещенных зонах появляются ярко выраженные «окна» прозрачности.



(a)



(б)



(в)

Рис.2.1. Частотные зависимости коэффициента прохождения электромагнитного излучения для фотонного кристалла: (a) без нарушения периодичности, (б) с нарушением периодичности, (в) с измененными параметрами нарушения

На рис.2.1,в продемонстрирована частотная зависимость коэффициента прохождения в логарифмическом масштабе для фотонного кристалла при изменении параметров введенного в него нарушения. Заметно изменение

положения и формы полосы пропускания в запрещенной зоне при изменении параметров введенной неоднородности.

Основываясь на описанных выше свойствах фотонных кристаллов, возможно создание методики определения параметров материалов и веществ, играющих роль нарушения в периодической структуре фотонного кристалла.

2.2 Создание фотонных кристаллов для работы в СВЧ - диапазоне

Первоначально фотонные кристаллы создавались для работы в оптическом диапазоне, однако изготовление даже одномерного фотонного кристалла требует уникального оборудования, и обходиться слишком дорого. Поэтому предварительные экспериментальные и теоретические исследования свойств фотонных кристаллов целесообразно проводить в других частотных диапазонах, в которых можно сконструировать массивные аналоги фотонных кристаллов. Наиболее удачными аналогами одномерных оптических фотонных кристаллов являются фотонные кристаллы, реализованные в виде волноводов с диэлектрическим заполнением [16], [17], и планарных линий передачи с периодически изменяющейся структурой [18] – [20], работающие в СВЧ - диапазоне. На основе СВЧ фотонных кристаллов созданы полосовые фильтры, перестраиваемые резонаторы, миниатюрные антенны [4]. В [5, 17] показана возможность использования чувствительности «окна» прозрачности к параметрам нарушения структуры фотонного кристалла на основе волноводной конструкции для контроля диэлектрической проницаемости слоистых диэлектриков и параметров нанометровых металлических слоев на изолирующих подложках.

При волноводной реализации фотонного кристалла, представленной на рис.2.2, периодическая структура помещается внутрь прямоугольного волновода и полностью перекрывает его по поперечному сечению. Исследуемое вещество помещается в периодическую структуру и таким образом создает неоднородность в виде изменения электрофизических параметров и толщины одного из слоев периодической структур.

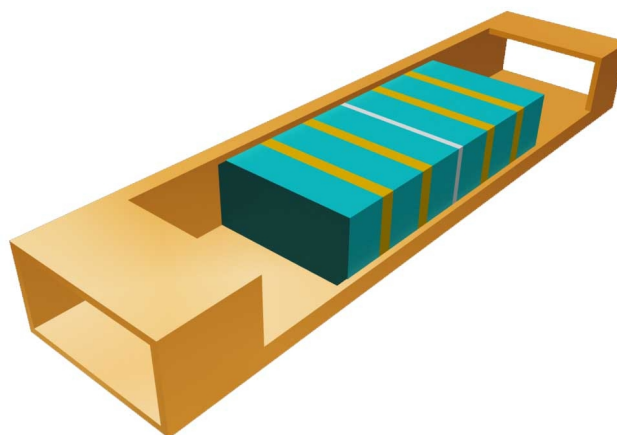


Рис.2.2. Волноводная реализация одномерного фотонного кристалла

Как показывают проведенные исследования, возможна микрополосковая реализация одномерного фотонного кристалла (рис.2.3). Микрополосковый фотонный кристалл представляет собой открытую микрополосковую линию передачи с переменной шириной верхнего полоскового проводника (рис.2.7, *a*) или с переменной диэлектрической проницаемостью подложки (рис.2.7, *б*) [21] – [25]. Исследуемое вещество помещается сверху на полосковый проводник и таким образом создает неоднородность в виде изменения электрофизических параметров одного из отрезков линии передачи.

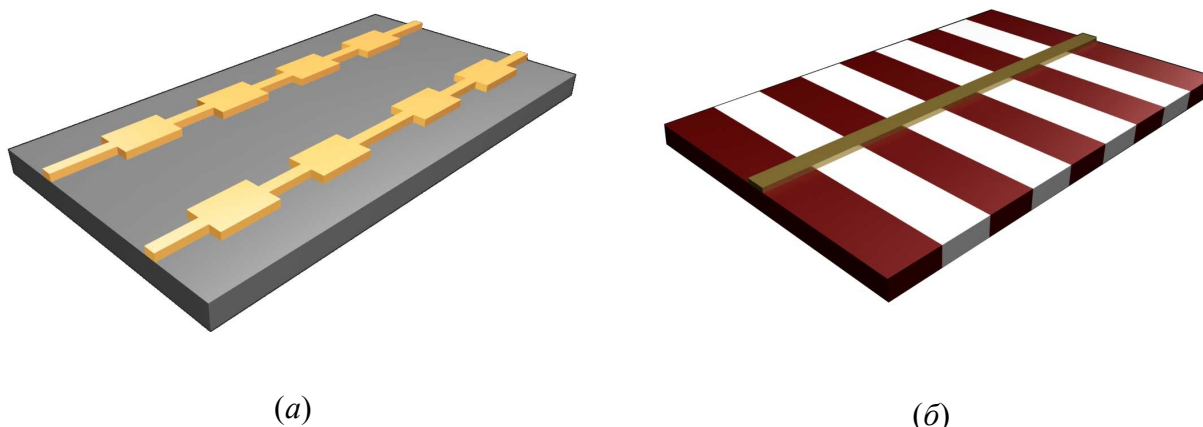


Рис.2.3. Микрополосковые одномерные фотонные кристаллы: (а) с переменной шириной верхнего полоскового проводника, (б) с переменной диэлектрической проницаемостью подложки

Перечисленные измерительные системы обладают одним общим недостатком, а именно, затрудненностью проведения измерений электрофизических параметров жидких диэлектриков. Поэтому был создан микрополосковый фотонный кристалл для определения параметров жидкостей, представляющий собой открытую микрополосковую линию передачи с переменной диэлектрической проницаемостью подложки (рис.2.4). Четные отрезки сделаны на подложке из поликора (Al_2O_3), нечетные – воздушные. Центральный воздушный отрезок линии передачи выполнен в виде измерительной кюветы, в которую помещаются исследуемые жидкие диэлектрики.

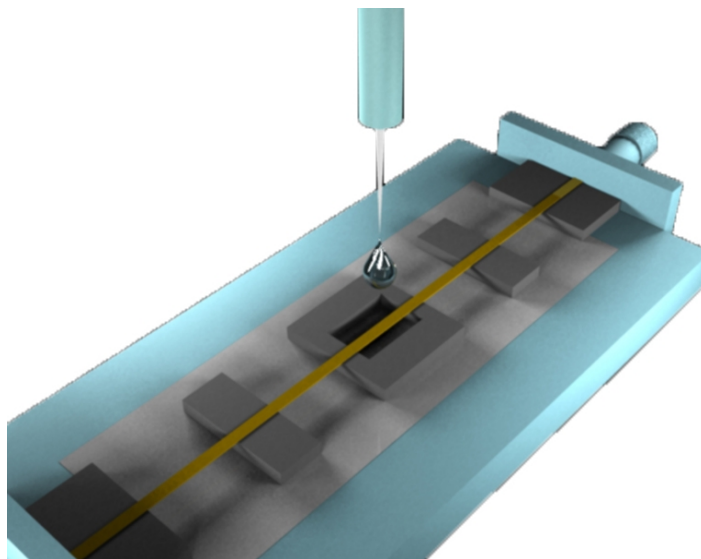


Рис.2.4. Микрополосковый фотонный кристалл для измерения электрофизических параметров жидких диэлектриков

Методика проведения измерений заключается в подключении созданной измерительной оправки к внешней 50-омной линии передачи, получение амплитудно-частотной характеристики фотонного кристалла с введенным в него исследуемым веществом и дальнейшей компьютерной обработке полученных экспериментальных результатов.

3 РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С МИКРОПОЛОСКОВОЙ СТРУКТУРОЙ

Рассматривается микрополосковый фотонный кристалл, состоящий из девяти последовательно соединенных отрезков микрополосковой линии передачи с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью подложки. Нечетные отрезки микрополосковой – воздушные. Четные отрезки реализованы на подложке из поликора (Al_2O_3). Расчет коэффициента прохождения и отражения электромагнитной волны через микрополосковый фотонный кристалл проводится в квазистатическом приближении по методу построения матрицы передачи периодической структуры [26] – [28]. Микрополосковый фотонный кристалл представляется как четырехполюсник сложной структуры, являющийся каскадным соединением элементарных четырехполюсников с известными матрицами передачи, которые имеют вид:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T[1,1] & T[1,2] \\ T[2,1] & T[2,2] \end{pmatrix} = \mathbf{T}'_N \cdot \prod_{i=1}^{N-1} (\mathbf{T}''_{i,i+1} \cdot \mathbf{T}'_i), \quad (3.1)$$

где \mathbf{T}'_i и $\mathbf{T}''_{i,j}$ – матрицы передачи четырехполюсников, описывающих соответственно i -ый отрезок и прямое соединение i -го и $(i+1)$ -го отрезков микрополосковой линии передачи. Выражения для матриц передачи \mathbf{T}'_i и $\mathbf{T}''_{i,j}$ соответствующих элементарных четырехполюсников имеют вид:

$$\mathbf{T}'_i = \begin{pmatrix} e^{\gamma_i l_i} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_i l_i} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$\mathbf{T}''_{i,i+1} = \begin{pmatrix} \frac{R_{i,i+1} + 1}{2\sqrt{R_{i,i+1}}} & \frac{R_{i,i+1} - 1}{2\sqrt{R_{i,i+1}}} \\ \frac{R_{i,i+1} - 1}{2\sqrt{R_{i,i+1}}} & \frac{R_{i,i+1} + 1}{2\sqrt{R_{i,i+1}}} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Здесь l_i – длина i -го отрезка, $\gamma_i = \alpha + i \cdot \beta$ – постоянная распространения электромагнитной волны в i -ом отрезке, α – постоянная затухания, определяемая затуханием вследствие потерь в проводнике и диэлектрике, β –

фазовая постоянная, $R_{i,i+1} = \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i}$, $\rho_i = \frac{377 \cdot h}{\sqrt{\varepsilon} \cdot W \cdot \left[1 + 1.735 \cdot \varepsilon^{-0.0724} \cdot \left(\frac{W}{h} \right)^{-0.836} \right]}$ –

волновое сопротивление i -го отрезка микрополоска, W – ширина верхнего полоска, h – толщина подложки, ε – диэлектрическая проницаемость подложки.

Постоянная затухания состоит из двух слагаемых и имеет вид:

$$\alpha = 27.3 \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon} \cdot \tan \delta}{\lambda} + 8.7 \cdot \frac{R_s}{\rho_i \cdot W}, \quad (3.4)$$

где $\tan \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрика подложки, $R_s = \sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \rho_0}$ – поверхностное сопротивление верхнего полоска, f – частота, μ_0 – магнитная проницаемость, ρ_0 – удельное сопротивление верхнего полоска, λ – длина волны в вакууме, ρ_i – волновое сопротивление i -го отрезка микрополоска, ε – диэлектрическая проницаемость подложки. Первое слагаемое соответствует затуханию вследствие потерь в диэлектрике, второе – вследствие потерь в проводнике. Потерями на излучение пренебрегаем из-за их малости.

Фазовая постоянная имеет вид:

$$\beta = \frac{2 \cdot \pi}{\Lambda}, \quad (3.5)$$

где $\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot K$, K – коэффициент удлинения волны, зависящий от соотношения между шириной полоскового проводника и толщиной подложки, λ – длина волны в вакууме, ε – диэлектрическая проницаемость подложки [29] – [33].

После расчета матрицы передачи T микрополоскового фотонного кристалла, являющегося четырехполюсником сложной структуры, с использованием выражений (3.1)–(3.3) определяется коэффициент прохождения СВЧ - мощности через элемент $T[1,1]$ матрицы передачи [32], [33]:

$$t = \frac{1}{|T[1,1]|^2}. \quad (3.6)$$

Коэффициент отражения СВЧ - мощности от микрополосковой фотонной структуры определяется квадратом модуля элемента $S[1,1]$ матрицы рассеяния

$$r = |S[1,1]|^2, \quad (3.7)$$

элементы которой связаны с элементами матрицы передачи T соотношением:

$$S = \begin{pmatrix} S[1,1] & S[1,2] \\ S[2,1] & S[2,2] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{T[2,1]}{T[1,1]} & \frac{T[1,1] \cdot T[2,2] - T[1,2] \cdot T[2,1]}{T[1,1]} \\ 1 & -\frac{T[1,2]}{T[1,1]} \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПО ЧАСТОТНЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ

Для определения неизвестного параметра, например, комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' - j \cdot \varepsilon''$, жидкости, заполняющей кювету, необходимо решить обратную задачу [34], [35]. По спектрам пропускания и отражения электромагнитного излучения, обладающим резко выраженной частотной зависимостью, при известном теоретическом описании этой зависимости, такая задача может быть решена с использованием метода наименьших квадратов. При реализации этого метода находится такое значение параметра ε , при котором сумма $S(\varepsilon)$ квадратов разностей экспериментальных t_{exp_n} и рассчитанных $t(\varepsilon)$ из (3.6) значений квадратов модулей коэффициента пропускания

$$S(\varepsilon) = \sum_n \left(|t_{exp_n}|^2 - |t(\varepsilon_n)|^2 \right)^2, \quad (3.9)$$

становится минимальной. Искомое значение диэлектрической проницаемости образца определяется численным методом с помощью ЭВМ в результате решения уравнения

$$\partial S(\varepsilon) / \partial \varepsilon = 0. \quad (3.10)$$

Для компьютерного моделирования частотных зависимостей коэффициентов отражения и прохождения, а также для решения обратной задачи и нахождения значения комплексной диэлектрической проницаемости было разработано в среде программирования Matlab специальное программное обеспечение, приведенное в Приложении 1.

5. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с измерительной установкой в составе векторного анализатора цепей Agilent PNA-L N5230A 10 МГц – 40 ГГц, двух коаксиальных кабелей, двух коаксиально-коаксиальных переходников и измерительных структур (рис. 5.1 и рис.5.2).
2. Для проведения экспериментальных исследований были созданы две измерительные оправки, содержащие фотонный кристалл, реализованный в виде открытой микрополосковой линии передачи с переменной диэлектрической проницаемостью подложки. Фотонный кристалл состоит из девяти отрезков микрополосковой линии передачи. Четные отрезки реализованы на подложке из поликора (Al_2O_3), нечетные отрезки – воздушные. Крайние отрезки, реализованные на подложке из поликора, представляют собой 50 - омные участки внешней цепи. Пятый отрезок микрополосковой линии передачи представляет собой неоднородность, реализованную в виде изменения диэлектрической проницаемости подложки. Этот отрезок выполнен в виде измерительной кюветы, в которую помещаются исследуемые жидкие диэлектрики. Для определения комплексной диэлектрической проницаемости неполярных жидкостей используется микрополосковая структура с широкой кюветой (рис.5.1), для полярных жидкостей с высокими потерями – структура с узкой кюветой (рис.5.2).

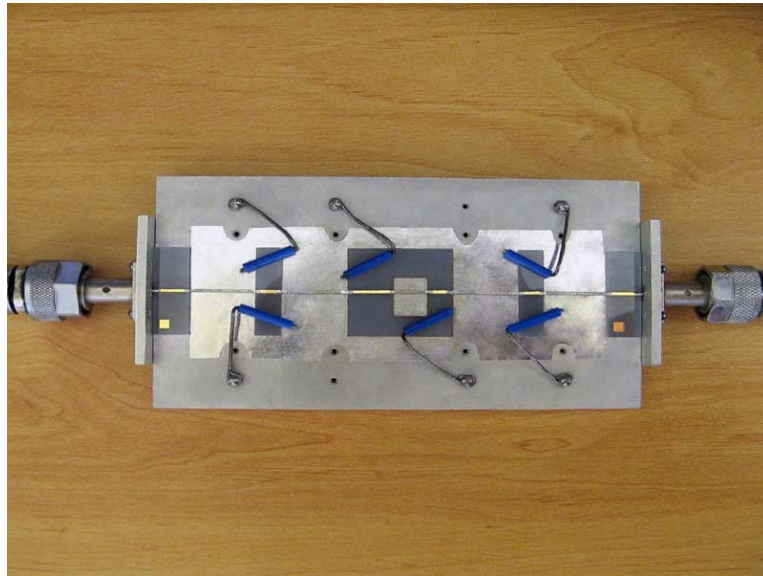


Рис.5.1. Микрополосковый фотонный кристалл с широкой кюветой для измерения не полярных жидкостей

Микрополосковый фотонный кристалл с широкой кюветой для измерения комплексной диэлектрической проницаемости неполярных жидкостей: первый отрезок 20мм, второй - 8мм, третий – 19.9мм, четвертый – 14 мм, пятый (кювета) – 10мм, шестой – 8мм, седьмой – 19.9мм, восьмой – 7.9мм, девятый – 20мм.

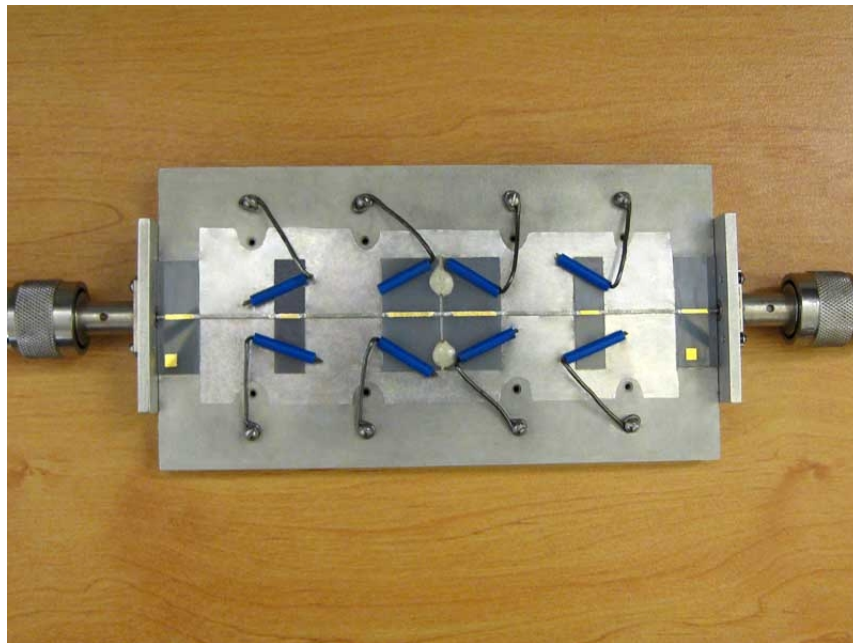


Рис.5.2. Микрополосковый фотонный кристалл с узкой кюветой для измерения полярных жидкостей с высокими потерями

Микрополосковый фотонный кристалл с узкой кюветой для измерения комплексной диэлектрической проницаемости полярных жидкостей с высокими потерями: первый отрезок 20мм, второй - 8мм, третий – 20.4мм, четвертый – 15.5мм, пятый (кювета) – 0.75мм, шестой – 15.5, седьмой – 20, восьмой – 7.9мм, девятый – 20мм.

3. Выключить СВЧ-мощность нажатием кнопки **Power–F2**. Подсоединить коаксиальные кабели к анализатору цепей, подсоединить коаксиально-коаксиальные переходники к измерительной структуре с широкой измерительной кюветой и коаксиальным кабелям. Выбрать частотный диапазон на передней панели. **Start/Center–F1**– установить частоту низкочастотной границы диапазона 1.0 ГГц последовательностью **1–G/n–Enter**. **Start/Center–F2**– установить частоту высокочастотной границы диапазона 6.0 ГГц последовательностью **6–G/n–Enter**.
4. Включить СВЧ-мощность нажатием кнопки **Power–F2**, записать спектры отражения и прохождения СВЧ-излучения через меню **File–Save As**. Тип файла–**s2p**. Пронаблюдать наличие фотонной запрещенной зоны и «окна прозрачности».
5. Дополнительно поместить в нарушенный слой (измерительную кювету) фотонного кристалла неполярный жидкий диэлектрик. Измерить соответствующие спектры прохождения СВЧ-излучения. Пронаблюдать изменение частотного положения и формы «окна прозрачности» в фотонной запрещенной зоне. Провести аналогичные процедуры для различных неполярных диэлектриков.
6. Подключить измерительную структуру с узкой измерительной кюветой и повторить шаги 3–4 для полярных диэлектриков с высокой величиной потерь в СВЧ-диапазоне.
7. Рассчитать значение действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости с использованием алгоритма, приведенном в теоретическом описании, реализованном в программе из **Приложения 1** к данной лабораторной работе.

Контрольные вопросы

Предварительное собеседование

1. СВЧ-методы измерения жидких диэлектриков ..
2. Использование фотонных кристаллов для измерения параметров материалов
3. Различные типы фотонных кристаллов СВЧ-диапазона
4. Теоретическое описание взаимодействия СВЧ-волны с одномерным микрополосковым фотонным кристаллом
5. Метод определения комплексной диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков с использованием СВЧ фотонных кристаллов
6. Особенности решения обратной задачи

Окончательное собеседование

1. Особенности, преимущества и недостатки методы определения электрофизических параметров жидких диэлектриков на сверхвысоких частотах
2. Методы определения электропроводности металлических нанослоев
3. Описание измерительной установки, процесса измерений
4. Обоснование выбора геометрической конфигурации измерительной системы для определения комплексной диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков.
5. Анализ экспериментально полученных спектров прохождения СВЧ-излучения и результатов расчета комплексной диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков.

Литература

Основная:

1. Chen L. F., Ong C. K., Neo C. P., Varadan V. V. and Varadan V. K. Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization.
2. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ: в 2-х т. М.:Высш. шк., 1970. Т. 1., С.9.
3. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics //Phys. Rev. Lett., 1987, Vol. 58, N 20, P. 2059–2062.
4. Yablonovitch E., Gmitter T. J., Meade R. D., and others. Donor and acceptor modes in photonic band structure. Phys. Rev. Lett., Dec. 1991, Vol. 67, № 24, P. 3380–3383.
5. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот: в 2-х т, М, Изд-во Советское радио, 1965,Т.1.С. 311-312.
6. Касимов Э.Р., Садыхов М.А., Касимов Р.М., Каджар Ч.О. Метод измерения диэлектрических свойств сильнопоглощающих веществ в диапазоне СВЧ //Радиотехнические измерения. 2002, Вып.3, С. 45-47.
7. Каджар Ч.О., Касимов Р.М., Касимова С.Р. Измерения диэлектрических коэффициентов слабопоглощающих жидкостей в диапазоне сверхвысоких частот // Радиотехнические измерения, 2002, Вып 5, С. 58-59.
8. Каджар Ч.О., Касимов Э.Р., Насибов Г.Н. Методика измерения диэлектрических коэффициентов сильнопоглощающих полярных жидкостей в диапазоне сверхвысоких частот //Радиотехнические измерения, 2002, Вып 7, С. 45-47.
9. Усанов Д.А. СВЧ-методы измерения параметров полупроводников, Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1985, С. 28 -30.
10. Ахадов Я.Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей, М., Изд-во стандартов, 1972. С. 30-36.
11. Беляев Б.А., Лексиков А.А, Сержантов А.М., Шабанов В.Ф., Физические основы создания электрически управляемых микрополосковых устройств //Известия высших учебных заведений. Физика, 2008, № 9, С. 36-45.
12. Беляев Б.А., Дрокин Н.А., Шабанов В.Ф., Шепов В.Н. Исследование СВЧ диэлектрической проницаемости жидких кристаллов в электрических и магнитных полях. //Журнал технической физики. 1998, Т. 68, № 1, С. 117-120.
13. Беляев Б.А., Дрокин Н.А., Лексиков А.А. Исследование материалов на сверхвысоких частотах микрополосковыми датчиками //Известия высших учебных заведений. Физика, 2006, № 9, С. 45-53.

14. Карих Н.М., Черноусова Н.Н. Оценка достоверности данных об электромагнитных свойствах материалов на ВЧ и СВЧ // Радиотехнические измерения, 2002, Вып. 7, С. 39-43.
15. Katsumi Yoshino, Ryotaro Ozaki, Jun Matsumoto, and others. Properties of Liquids and Liquid Crystals in Nano-Scale Space// IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation June 2006, Vol. 13, No. 3; P.678–686
16. Kuriazidou C.A., Contopanagos H.F., Alexopolos N.G. Monolithic waveguide filters using printed photonic-bandgap materials // IEEE Trans. on microwave theory and techniques, 2001, Vol. 49, № 2, P. 297–306.
17. Usanov D., Skripal A., Abramov A., Bogolubov A., Skvortsov V. and Merdanov M., “Measurement of the Metal Nanometer Layer Parameters on Dielectric Substrates using Photonic Crystals based on the Waveguide Structures with Controlled Irregularity in the Microwave Band,” in Proc. of 37rd European Microwave Conf. Munich, Germany. 8–12th October 2007, P. 198–201.
18. Duchamp J.M., Perrier A.L., Ferrari P. MS, CPW and Fin-line attenuators and dispersion effects on microwave and millimeter wave PBG structure parameters // Proc. of 34rd European Microwave Conf. (Amsterdam, Netherlands, 12–14-th October 2004), 2004, Vol. 2, P. 877–880.
19. Tae-Yeoul and Kai Chang. Uniplanar one-dimensional photonic-bandgap structures and resonators // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2001, Vol. 49, № 3, P. 549–553.
20. Chul-Sik Kee, Jae-Eun Kim, Hae Yong Park, and H. Lim. Roles of Wave Impedance and Refractive Index in Photonic Crystals with Magnetic and Dielectric Properties // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, No. 11, November 1999, P. 2148–2150.
21. Беляев Б.А., Волошин А.С., Шабанов В.Ф. Исследование микрополосковых моделей полостно пропускающих фильтров на одномерных фотонных кристаллах, Докл. РАН, 2007. Т.395, №2, С.181-185.
22. Беляев Б.А., Волошин А.С., Шабанов В.Ф. Исследование добротности резонанса приместной моды в микрополосковой модели одномерного фотонного кристалла // Доклады академии наук, 2005, Т.403, № 3, С 319-324.
23. Беляев Б.А., Сержантов А.М. Исследование коэффициентов связи резонаторов в микрополосковой модели одномерной сверхрешётки // Радиотехника и электроника, 2005, Т. 50, № 8, С. 910-917.

24. Беляев Б.А., Волошин А.С., Шабанов В.Ф. Исследование микрополосковых аналогов полостно пропускающих фильтров на одномерных фотонных кристаллов //Радиотехника и электроника, 2007, Т. 51, № 6, С. 694-701.
25. Usanov D.A., Skripal A.V., Abramov A.V., Bogolubov A.S., Kulikov M.Y. "Photonic structures and their application to measurement of parameters of materials," *Izv.VUZ: Electronics*, 2008, №. 5, P. 25–32.
26. Бахарев С.И., Вольман В.И., Либ Ю.Н. и др. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств, Изд-во: М: Радио и связь, 1982, С. 32- 77.
27. Ковалёва И.С. Конструирование и расчет полосковых устройств, М., Сов. радио, 1974, С. 10-81.
28. Малорацкий Л.Г. Микроминиатюризация элементов и узлов СВЧ, Москва, Советское радио, 1976, С. 10-43.
29. Коваленко А.М., Козлов А.Ю. Математическая модель микрополосковой линии с учетом потерь//Радиотехника, 1998, № 10-11. ,С. 75-82.
30. Шевченко В.В. Грачев Г.Г., Калиничев В.И. Исследование микрополоскового волновода// Радиотехника и электроника, 2005, Т.50, № 2, С. 162-170.
31. Орлов О.С., Яковлев Ф.Ф. Погонное затухание микрополосковых линий в широком диапазоне СВЧ//Радиотехника. 1997, № 4, С. 42-44.
32. Хельзайн Дж. Пассивные и активные цепи СВЧ, Москва, "Радио и Связь", 1981, С. 8-22.
33. Малорацкий Л.Г. Явич Л.Р.Проектирование и расчет СВЧ элементов на полосковых линиях, Москва, Советское радио, 1976., С. 57–84.
34. Usanov D. A., Skripal A. V, Abramov A. V. and Bogolyubov A. S. "Determination of the metal nanometer layer thickness and semiconductor conductivity in metal-semiconductor structures from electromagnetic reflection and transmission spectra," *Technical Physics*, 2006, Vol. 51, №. 5, P. 644–649.
35. Usanov D.A., Skripal A.V., Abramov A.V., Bogolyubov A.S., Kalinina N.V. "Measurements of thickness of metal films in sandwich structures by the microwave reflection spectrum," in *Proc. of 36rd European Microwave Conf. Manchester, UK. 10–15th September 2006*, P. 921–924.

Дополнительная:

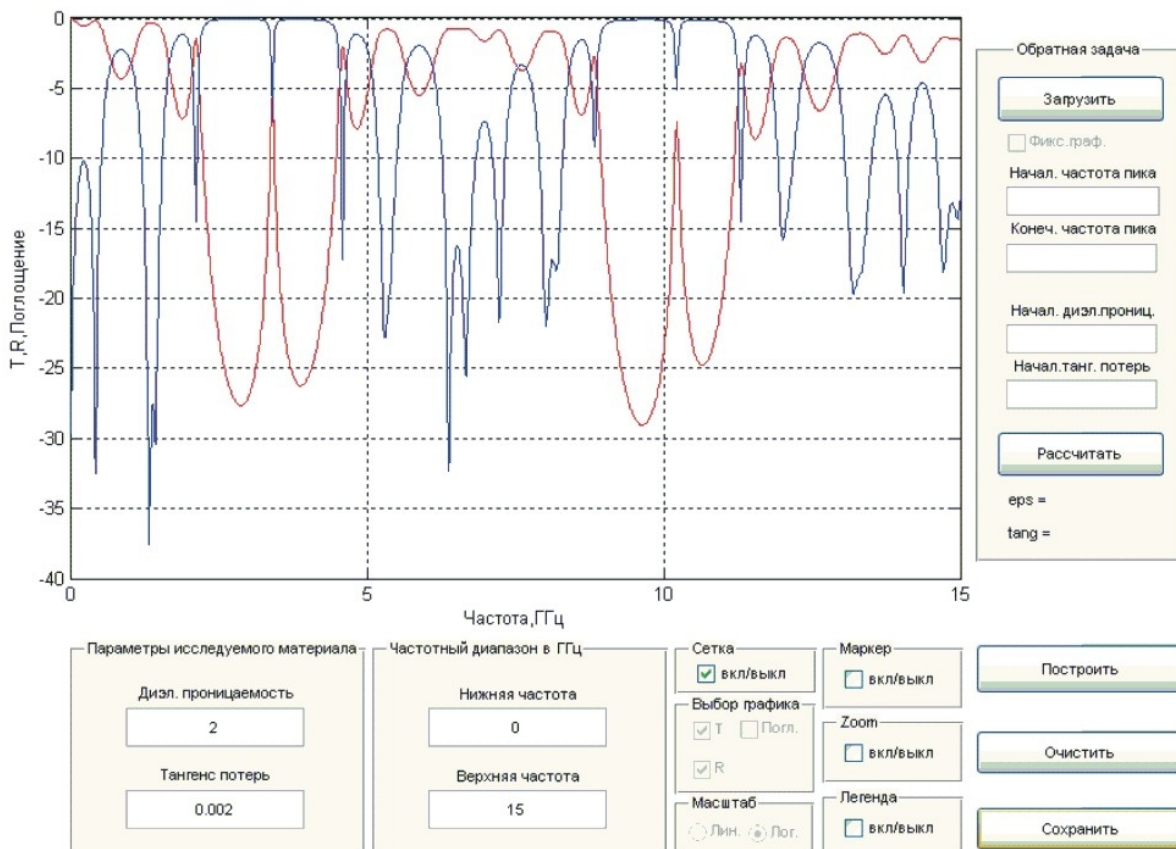
- 1 Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для

- измерения параметров жидкостей// Журнал технической физики. 2010. Т. 80, вып. 8, С. 143–148.
- 2 Усанов Д.А., Никитов С.А. Скрипаль А.В., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Измерение параметров твердых и жидких диэлектриков на сверхвысоких частотах с использованием микрополосковых фотонных структур// Радиотехника и электроника. 2012, Т. 57, № 2. С. 230–236.
 - 3 Патент РФ 2419099 МПК G 01 R 27/26. Устройство для измерения относительной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь жидкости/ Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Опубл. 20.05.2011. Бюл. 14.
 - 4 Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Романов А.В., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Фотонные структуры в СВЧ-диапазоне и их применение для измерения параметров композитов с включениями из углеродных нанотрубок и жидких диэлектриков/ Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 3. С. 26–34.
 - 5 Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Постельга А.Э., Пономарев Д.В. Определение параметров тонких полупроводниковых слоев с использованием одномерных СВЧ фотонных кристаллов// Доклады Академии Наук. Т. 443, № 5, Апрель 2012,. С. 564-566.
 - 6 Архипкин, В. Г. Фотонные кристаллы и нанокompозиты. Структурoобразование, оптические и диэлектрические свойства [Электронный ресурс] : учебное пособие /Новосибирск : Сибирское отделение РАН, 2009.-257 с. Книга находится в базовой версии ЭБС IPRbooks.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

Программа, написанная в среде программирования Matlab, для расчета коэффициентов прохождения и отражения электромагнитного излучения, взаимодействующего с одномерным микрополосковым фотонным кристаллом и нахождения значения комплексной диэлектрической проницаемости исследуемой жидкости

Окно программы



Подпрограмма direct.m

```
%РЕАЛИЗАЦИЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ
```

```
%действие кнопки Построить
function btn1_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
%построение графиков T,R и поглощения
```

```
%выбор масштаба
```

```
if get(handles.radiobutton1,'value')
    %подключение подпрограммы strip
    [F,T,R,A] = strip(f0,f1,epsN,tangN,1000,1);%линейный масштаб
end
```

```
if get(handles.radiobutton2,'value')
    %подключение подпрограммы strip
    [F,T,R,A] = strip(f0,f1,epsN,tangN,1000,2);%логарифмический масштаб
end
```

```

%выбор типа графика
if get(handles.checkbox2,'value')
    handles.Line1 = plot(F,T);
    guidata(gcbo,handles);
    hold on;%закрепление графика
    set(handles.Line1,'color','r');;%установка цвета линии
end
if get(handles.checkbox3,'value')
    handles.Line2 = plot(F,R);
    guidata(gcbo,handles);
    hold on
    set(handles.Line2,'color','b');
end
if get(handles.checkbox7,'value')
    handles.Line3 = plot(F,A);
    guidata(gcbo,handles);
    hold on
    set(handles.Line3,'color','g');
end

%РЕАЛИЗАЦИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

%загрузка данных
%действие кнопки загрузить
function pushbutton4_Callback(hObject, eventdata, handles)
%установка подписей для осей графика
ylabel('T,R,Поглощение');
xlabel('Частота,ГГц');
%создание диалогового окна загрузки
[FName, PName] = uigetfile({'*.prn'; '*.txt'; '*.xls'}, 'Загрузить данные');
%сама загрузка
if ~ isequal(FName, 0)
    fullname = strcat(PName, FName);
    %s = load(fullname);
    s = csvread(fullname, 2, 0);
    s1 = s(:,1)*1e-9;%перевод частоты в ГГц
    handles.dat1 = s1;
    guidata(gcbo,handles);
    s2 = s(:,2);
    handles.dat2 = s2;
    guidata(gcbo,handles);
    handles.Line4 = plot(s1,s2);
    guidata(gcbo,handles);
    hold on;
end

%действие кнопки Рассчитать
function pushbutton5_Callback(hObject, eventdata, handles)
%выборка подмассива пика из массива экспериментальных данных
m1 = handles.dat1;%получение массива частот
m2 = handles.dat2;%получение массива амплитуд

for i=1: numel(m1)
    if m1(i)<=fNach
        i0=i;
    end
    if m1(i)<=fkonech
        i1=i;
    end
end

nm1 = m1(i0:i1);
nm2 = m2(i0:i1);

plot(nm1,nm2,'g');
hold on;

[epsilon,tangens] = inverse(nm1*1e9,nm2,epsNach,tangNach);

```

```
text(nm1(1),nm2(1),num2str(epsilon))
```

Подпрограмма trans.m

```
function T = trans(epsN,tangN,ff)% функция построения матрицы передачи
%ввод основных величин и соотношений
% длина волны в вакууме
lvac=3e8/ff;
mu0 = 1.257e-6;
eps0 = 8.85e-12;
mu = 1;
%алгоритм построения периодической структуры
N = 11; % число отрезков
for n=2:2:N-1 % Чётные слои
    tangP(n,1) = 0;
    eps(n,1) = 1;
end
for n=1:2:N % Нечётные слои
    tangP(n,1) = 1e-4;
    eps(n,1) = 9.6;
end
for n=1:N % Параметры, одинаковые для всех слоёв
    h(n,1) = 1;
    t(n,1) = 10e-3;
    rr(n,1) = 1.673e-8;
    w(n,1) = 1;
end
%задание длин всех отрезков в мм
l(1,1) = 11 ;
l(2,1) = 20 ;
l(3,1) = 8 ;
l(4,1) = 20.4 ;
l(5,1) = 15.5 ;
l(6,1) = 0.75 ; %длина дефекта
l(7,1) = 15.5 ;
l(8,1) = 20 ;
l(9,1) = 7.9 ;
l(10,1) = 20 ;
l(11,1) = 11 ;
%ввод эpsilon и тангенса потерь неоднородности
eps(6,1) = epsN;
tangP(6,1) = tangN;
%перевод размеров в метры
w = 1e-3*w ;
h = 1e-3*h ;
l = 1e-3*l ;
t = 1e-3*t ;
% Малорацкий, несимметричная линия, волновое сопротивление
for n=1:N
    Z(n,1) = 377*h(n)/sqrt(eps(n))/w(n)/(1+1.735*eps(n)^-.0724*(w(n)/h(n))^-.836);
end
Z(1,1)=50;
Z(N,1)=50;
%Матрицы передачи первой границы
R=Z(2)/Z(1);
T=[(R+1)/2/sqrt(R), (R-1)/2/sqrt(R); (R-1)/2/sqrt(R), (R+1)/2/sqrt(R)];
% поверхностное сопротивление полоска
for k=2:N-1
    Rs=sqrt(pi*ff*mu0*rr(k));
    if w(k)/h(k)>=.6
        K=sqrt(eps(k)/(1+.63*(eps(k)-1)*(w(k)/h(k))^1.1255));
    else
        K=sqrt(eps(k)/(1+.6*(eps(k)-1)*(w(k)/h(k))^1.0297));
    end

    LL=lvac/sqrt(eps(k))*k*.901;
% фазовая постоянная
    beta=2*pi/LL;
```

```

% Затухание по Малорацкому
% затухание из-за потерь в проводнике
alfaprov = 8.7*Rs/Z(k)/w(k);
% затухание из-за потерь в диэлектрике
alfadie1 = 27.3*sqrt(eps(k))*tangP(k)/lvac;
% потери на излучение
%alfaizluch = 320/Z(k)*(pi*h(k)/lvac^2)^2;
% конечный расчет затухания
alfa = (alfaprov+alfadie1)/10*log(10);

% Постоянная распространения
gamma=alfa+i*beta;
% +Матрица передачи k-го отрезка микрополосковой структуры
T=T*[exp(gamma*l(k)), 0; 0, exp(-gamma*l(k))];
% +Матрица передачи границы k-го и k+1-го слоёв структуры
R=Z(k+1)/Z(k);
T=T*[(R+1)/2/sqrt(R), (R-1)/2/sqrt(R); (R-1)/2/sqrt(R), (R+1)/2/sqrt(R)];
end

```

Подпрограмма strip.m

```

function [F,T,R,A]=strip(f0,f1,epsN,tangN,n,m)
%m - параметр выбора масштаба

if m == 1
for k=1:n

    F(k) = f0+(f1-f0)/n*k;

    mat = trans(epsN,tangN,F(k)*1e9);

    T(k) = abs(1/mat(1,1))^2;
    R(k) = abs(-mat(2,1)/mat(1,1))^2;
    A(k) = 1-(T(k)+R(k));
end
end

if m == 2
for k=1:n

    F(k) = f0+(f1-f0)/n*k;

    mat = trans(epsN,tangN,F(k)*1e9);

    T(k) = abs(1/mat(1,1))^2;
    R(k) = abs(-mat(2,1)/mat(1,1))^2;
    A(k) = 1-(T(k)+R(k));

    T(k) = 10*log10(T(k));
    R(k) = 10*log10(R(k));
    A(k) = 10*log10(A(k));

end
end
end

```

Подпрограмма inverse.m

```

function [epsilon,tangens] = inverse(ch,amp,epsNach,tangNach)
%функция для решения обратной задачи
%epsNach - начальное значение диэлектрической проницаемости
%tangNach - начальное значение тангенса потерь
%ch - массив экспериментальных частот в Гц
%amp - массив экспериментальных амплитуд

```

```

% Решение обратной задачи - нахождение диэл.прониц. и тангенса потерь
[ans val] = fminsearch( @(arg) minimum(arg(1),arg(2),ch,amp), [epsNach,
tangNach]);
epsilon = ans(1);
tangens = ans(2);

```

Подпрограмма minimum.m

```

function M = minimum(epsilon,tangens,ch,amp)%функция невязки
%epsilon - начальное значение диэлектрической проницаемости
%tangens - начальное значение тангенса потерь
%ch - массив экспериментальных частот в Гц
%amp - массив экспериментальных амплитуд

summa = 0;
for i = 1 : numel(ch)
    %расчет матрицы передачи
    mat = trans(epsilon,tangens,ch(i));
    %расчет коэффициентов отражения и прохождения
    T(i) = abs(1/mat(1,1))^2;
    R(i) = abs(-mat(2,1)/mat(1,1))^2;

    T(i) = 10*log10(T(i));
    R(i) = 10*log10(R(i));

    summa = summa + (amp(i) - T(i))^2;
end
M = summa;

```

Учебное издание

Усанов Дмитрий Александрович,
Скрипаль Александр Владимирович,
Куликов Максим Юрьевич,
Пономарев Денис Викторович

**Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для
измерения электрофизических свойств жидких диэлектриков**

Учебное пособие

для студентов факультета nano- и биомедицинских технологий, обучающихся по
магистерской программе «Электроника и наноэлектроника»
для студентов факультета nano- и биомедицинских технологий

Форма издания: Электронная