

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики твёрдого тела

**Интерфейсные состояния в коаксиальных брэгговских гетероструктурах
СВЧ диапазона**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

студента 4 курса 411 группы

направления 11.03.04 электроника и нанoeлектроника

факультета нано- и биомедицинских технологий

Каширина Владимира Алексеевича

Научный руководитель

профессор, д. ф.-м. н. _____

должность, уч. степень, уч. звание

подпись, дата

Скрипаль А.В.

фамилия инициалы,

доцент, к. ф.-м. н. _____

должность, уч. степень, уч. звание

подпись, дата

Пономарев Д.В.

фамилия инициалы,

И.о Зав. кафедрой

профессор, д. ф.-м. н., _____

должность, уч. степень, уч. звание

подпись, дата

Скрипаль А.В.

фамилия инициалы,

Саратов, 2019

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день одной из наиболее интенсивно развивающихся областей науки является направление по созданию и исследованию свойств метаматериалов, представляющих собой искусственно созданные гетерогенные среды, в которых геометрические размеры и электрофизические параметры специально подобранных составляющих элементов периодически изменяются вдоль одного или нескольких пространственных направлений. К метаматериалам относится класс фотонных кристаллов – искусственных периодических структур с периодом, сравнимым с длиной волны распространяющегося в них электромагнитного излучения. По аналогии с реальными кристаллами, в фотонных кристаллах существуют разрешенные и запрещенные для распространения электромагнитного излучения частотные области. Уникальные свойства фотонных кристаллов, обусловленные резонансным взаимодействием электромагнитной волны с периодической структурой, позволяют создавать на их основе новые типы структур и устройств с управляемыми параметрами, а также реализовать новые высокочувствительные методы измерения параметров материалов. В последние десятилетия интенсивно проводятся исследования свойств, так называемых, фотонных кристаллов, которые характеризуются наличием частотных зон разрешенных состояний (полос пропускания) и запрещенных зон (полос запираания). Свойства фотонных кристаллов связаны с периодическим расположением образующих их элементов. Это открывает новые возможности создания различного типа устройств, в которых используются свойства, характерные для фотонных кристаллов в различных частотных диапазонах. Нарушение периодичности в фотонном кристалле, например, вследствие наличия в нем одного из элементов с отличающимися от других свойствами приводит к появлению в полосе запираания частоты, на которой возможно прохождение волны со сравнительно низким затуханием. Такого типа фотонные кристаллы с использованием элементов на основе различных типов линий передачи созданы, в том числе, и для СВЧ-диапазона. СВЧ фотонные

кристаллы были использованы для создания высоконаправленных антенн, СВЧ-фильтров, улучшения характеристик СВЧ-детекторов, усилителей и т.д. Возможность рассчитывать характеристики фотонных кристаллов с точностью, позволяющей обеспечить хорошее совпадение с экспериментом, была использована для неразрушающего контроля структур с нанометровыми полупроводниковыми слоями. При этом контролируемые структуры являлись элементами, нарушающими периодичность фотонного кристалла. Высокая чувствительность СВЧ фотонного кристалла к характеристикам структуры была обусловлена тем, что нарушающая периодичность неоднородность приводила к появлению высокоселективного резонансного прохождения излучения через кристалл, сильно зависящего от параметров структуры. Недостатком измерительной системы с фотонным кристаллом является низкая локальность измерений, определяемая площадью поперечного сечения волновода. Этот недостаток отсутствует, если измерения проводить с использованием ближнеполевого сканирующего СВЧ-микроскопа. Такого рода измерительная система позволяет обеспечить высокую локальность, определяемую примерно удвоенной площадью кончика зонда, для повышения чувствительности соединенного с резонатором. Стоит отметить, что возможность использования в ближнеполевым сканирующем СВЧ-микроскопе в качестве высокоселективной системы СВЧ фотонного кристалла ранее не рассматривалась. Можно прогнозировать, что создание такого микроскопа, наряду с высокой локальностью измерений, позволит повысить его чувствительность при измерении слоев с толщинами в единицы нанометров и с малыми значениями диэлектрической проницаемостью.

Целью выпускной работы является исследование возникновения интерфейсного состояния в коаксиальной брэгговской гетероструктуре СВЧ-диапазона.

Бакалаврская работа содержит 5 глав:

1. Фотонные кристаллы СВЧ диапазона
2. Таммовские состояния и их аналог в гетеропереходе
3. Фотонные таммовские состояния
4. Теоретический анализ взаимодействия электромагнитного излучения с многослойной структурой
5. Комьютерное моделирование амплитудно-частотных характеристик коэффициентов отражения и прохождения коаксиальной брэгговских гетероструктур СВЧ диапазона
6. Экспериментальное исследование АЧХ коаксиальных брэгговских гетероструктур

1 Фотонные кристаллы СВЧ диапазона. Фотонные кристаллы [10, 12–15] представляют собой искусственно созданные периодические структуры с периодом, сравнимым с длиной распространяющегося в них электромагнитного излучения. В таких структурах создается периодическое изменение, как диэлектрической проницаемости слоев, так и их геометрических размеров. В спектрах отражения и прохождения электромагнитного излучения, взаимодействующего с такого рода структурами, наблюдается ярко выраженное чередование разрешенных и запрещенных для распространения электромагнитного излучения частотных диапазонов. По аналогии с реальными кристаллами, частотная область, в которой запрещено распространение электромагнитной волны, получила название фотонной запрещенной зоны

2 Таммовские состояния и их аналог в гетеропереходе. В 1932 году была опубликована статья И. Е. Тамма «О возможной связи электронов на поверхности кристалла». В ней было показано, что граница кристалла при наличии на ней возмущений может служить источником особых состояний электронов. Тамм рассматривал простейшую одномерную модель полубесконечного кристалла с потенциалом предположенным Кронигом-Пенни и потенциальной ступенькой на его границе. Уравнение Шредингера имеет вид:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\eta^2} [W - U(x)] = 0 \quad (1)$$

где $U=U_0$ – при $x < 0$ равна константе и $U(x)$ – функция, которая характеризуется периодом решетки при $x > 0$.

Применим условия, что высота стремится к бесконечности, а ширина барьера к нулю, так чтобы величина $\frac{mU_1}{h^2} ab = p$ осталась постоянной. Тогда общий вид решения уравнения Шредингера можно представить в виде:

$$\psi = e^{ikx} u_1(x) + e^{-ikx} u_2(x) \quad (2)$$

где $u_{12}(x)$ – функция с периодом d , а k коэффициент энергии электрона ($k=kE$).

Вид данного решения рассматривается как суперпозиция двух блоховских волн, а коэффициент k будет является блоховским волновым числом. Определить коэффициент k можно из условий непрерывности волновой функции и ее производной. Тогда можно придти к уравнению вида:

$$\cos ka = p \frac{\sin \chi a}{\chi a} + \cos \chi a \quad (3)$$

$$\text{где } \chi = \frac{\sqrt{2mE}}{\eta}$$

Можно рассмотреть два случая: 1) правая часть этого уравнения по абсолютной величине не превышало 1, то коэффициент k будет действительной величиной и соответствовать значению энергии электрона лежащей в разрешенной энергетической зоне 2) правая часть по абсолютной величине превышает 1, то коэффициент k будет являться мнимой величиной и соответствовать электронной энергии запрещенной зоны. Существуют два корня k для каждого значения энергии, которые отличаются знаком, и они соответствуют двум частным решениям.

При $0 \leq x \leq a$ волновая функция электрона имеет вид:

$$\psi = A_1 (e^{i\chi x} + e^{-i\chi x}) \quad (4)$$

$$\text{где } \beta = -\frac{1 - e^{-i(k-\chi)a}}{1 - e^{-(k+\chi)a}} \quad (5)$$

При $x < 0$ потенциал равен постоянному значению U_0 , тогда волновая функция имеет вид:

$$\psi = A \exp \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\eta} x \quad (6)$$

Сшивая эти две волновые функции, так чтобы сама функция и ее производная в точке $x=0$ были непрерывны, тогда можно получить соотношения для A_1 и A :

$$\begin{aligned} A_1(1 + \beta) &= A \\ A_1 i \chi (1 - \beta) &= A \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\eta} \end{aligned} \quad (7,8)$$

Приравнявая определитель системы уравнений к нулю и подставив величину β , получим:

$$\begin{aligned} e^{-\mu a + i n \pi} &= \frac{a}{\eta} \sqrt{2m(U_0 - E)} \frac{\sin \chi a}{\chi a} + \cos \chi a \\ k &= i\mu + n\pi \\ \mu &> 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Зависимость μ от энергии можно определить из уравнения (3), которое в рассматриваемом случае комплексного k принимает вид:

$$(-1)^n \operatorname{ch} \mu a = p \frac{\sin \chi a}{\chi a} + \cos \chi a \quad (10)$$

Исключив μ из уравнений (9) и (10) приводит к уравнению для энергии:

$$\xi \operatorname{ctg} \xi = \frac{q^2}{2p^2} - \sqrt{2mU_0} \quad (11)$$

$$\text{где } \xi = \chi a = \frac{a}{\eta} \sqrt{2mE} \quad q = \frac{a}{\eta} \sqrt{2mU_0} \quad (12)$$

Если соответствующие значения μ окажутся положительными, то корни уравнения (11) будут являться таммовскими поверхностными уровнями для электронов. Концентрация таких состояний равна поверхностной

концентрации атомов в кристалле, примерно 10^{15} — 10^{16} см². В следствии чего, если поверхностная зона заполнена частично, возможно наблюдения металлической проводимости вдоль поверхности кристалла.

3 Фотонные таммовские состояния. Таммовские поверхностные состояния появляются на границе полубесконечного кристалла и характеризуются дискретным энергетическим спектром и волновыми функциями. На рисунке 1 показано возникновение таммовского состояния на границе фотонного кристалла.

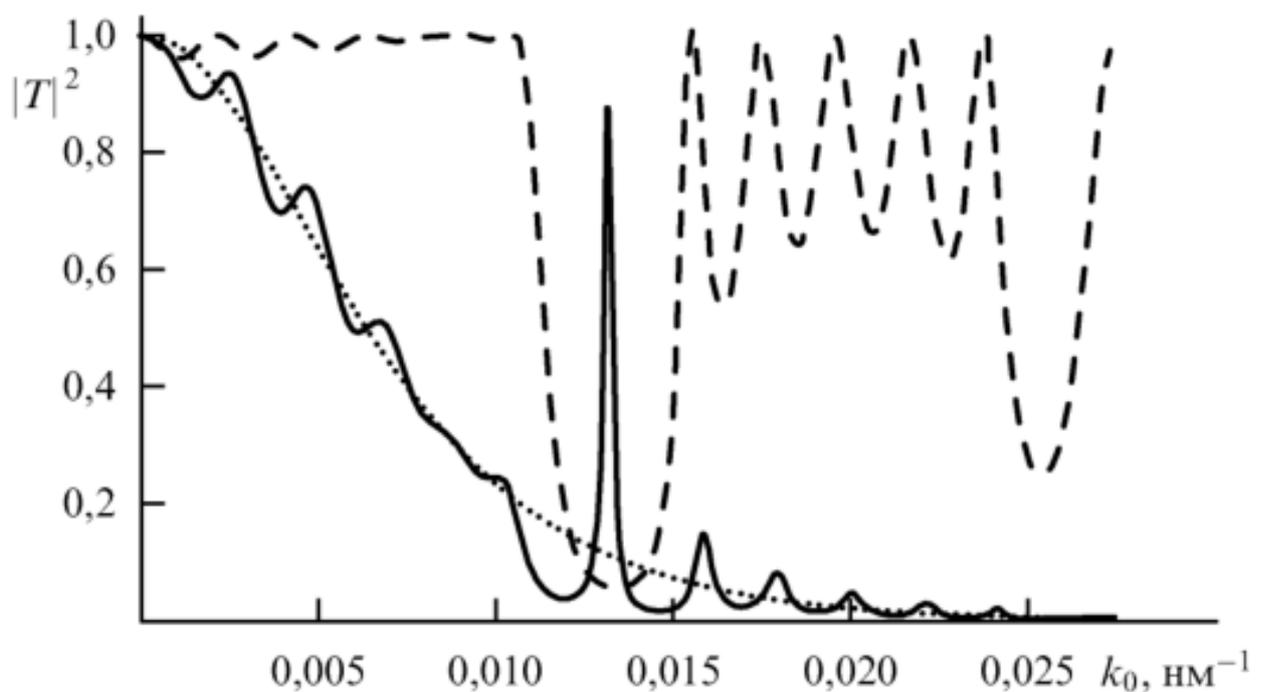


Рисунок 1 – Таммовские состояния на границе ФК

4 Теоретический анализ взаимодействия электромагнитного излучения с многослойной структурой. Для расчета коэффициентов отражения R и прохождения D электромагнитной волны, рассматриваемых в работах, при ее нормальном падении на слоистую структуру, состоящую из N слоев, может быть использована матрица передачи волны между областями с различными значениями постоянных распространения волны:

$$T_{j, j+1} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-\gamma_{j+1} - \gamma_j \bar{z}_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-\gamma_{j+1} + \gamma_j \bar{z}_{j,j+1}} \\ \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-\gamma_{j+1} + \gamma_j \bar{z}_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-\gamma_{j+1} - \gamma_j \bar{z}_{j,j+1}} \end{pmatrix} \quad (13)$$

которая связывает коэффициенты A_j , B_j и A_{j+1} , B_{j+1} , определяющие амплитуды падающих и отраженных волн по обе стороны от границы $z_{j,j+1}$, соотношением:

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = T_{j, j+1} \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} \quad (14)$$

Коэффициенты A_{N+1} и B_0 , определяющие амплитуды волны, прошедшей через многослойную структуру (2), и волны, отраженной от нее, связаны с коэффициентом A_0 , определяющим амплитуду падающей волны следующим соотношением:

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} = T_N \cdot \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

где

$$T_N = \begin{pmatrix} T_N \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} & T_N \begin{bmatrix} 2 \\ 2 \end{bmatrix} \\ T_N \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} & T_N \begin{bmatrix} 2 \\ 2 \end{bmatrix} \end{pmatrix} = \prod_{j=N}^0 T_{j, j+1} = T_{N, N+1} \cdot T_{N-1, N} \cdot \dots \cdot T_{1, 2} \cdot T_{0, 1} \quad (16)$$

– матрица передачи слоистой структуры, состоящей из N слоев.

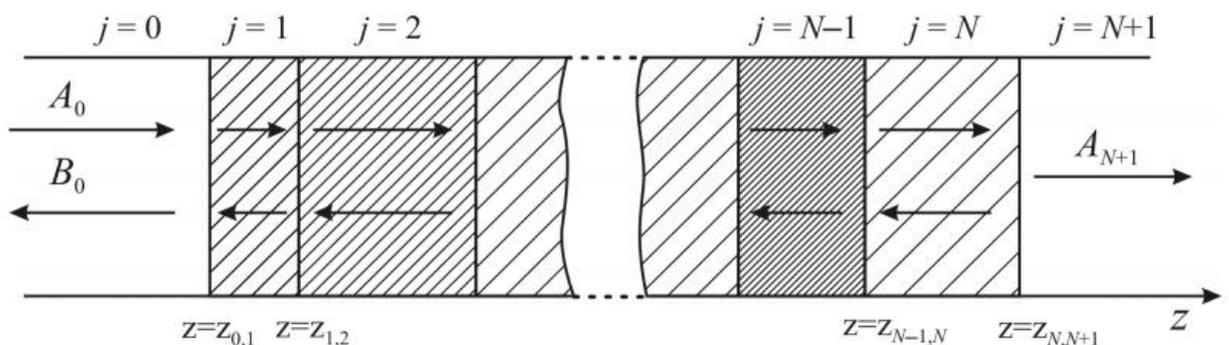


Рисунок 2 – Структура, состоящая из N слоёв

Коэффициенты отражения $R = \frac{B_0}{A_0}$ и прохождения $D = \frac{A_{N+1}}{A_0}$

электромагнитной волны, взаимодействующей со слоистой структурой, определяются следующими соотношениями:

$$R = -\frac{T_N \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \end{bmatrix}^-}{T_N \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \end{bmatrix}^-} \quad (17)$$

$$D = -\frac{T_N \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \end{bmatrix}^- \cdot T_N \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \end{bmatrix}^- \cdot T_N \begin{bmatrix} 2 \\ 1 \end{bmatrix}^- \cdot T_N \begin{bmatrix} 2 \\ 1 \end{bmatrix}^-}{T_N \begin{bmatrix} 2 \\ 1 \end{bmatrix}^-} \quad (18)$$

При расчете R и D использовались матрицы передачи волны между областями с значениями постоянной распространения электромагнитной волны γ_j и γ_{j+1} .

5 Компьютерное моделирование амплитудно-частотных характеристик коэффициентов отражения и прохождения коаксиальной брэгговских гетероструктур СВЧ диапазона. Численный расчет коэффициентов отражения и прохождения выполнялся с использованием программного обеспечения для моделирования одномерной системы Mathcad.

Данная работа посвящена исследованию особенностей интерфейсного состояния брэгговских гетероструктур на основе фотонных кристаллах в СВЧ диапазоне, выполненных в виде коаксиальной линии передачи, при наличии интерфейсного слоя на границе фотонных кристаллов. Для рассмотрения данного эффекта были взяты две исследуемых коаксиальных брэгговских гетероструктур. Общий вид первой исследуемой коаксиальной брэгговской гетероструктуры состоит из двух подсистем, имеющих различные размеры элементарных ячеек. Структура первого фотонного кристалла состоит из чередующихся отрезков коаксиальных линий из фторопласта ($C_2F_4, \epsilon=2$) L_1 — 8 мм и воздуха длиной L_2 — 22.56 мм. Структура второго фотонного кристалла схожа со структурой первого, но воздушные отрезки имеет ширину равной L_3 — 39.73 мм. Вторая исследуемая коаксиальная брэгговская гетероструктура представляет собой такие же две подсистемы, но коаксиальные отрезки были

взяты в виде флана ($\epsilon=8$) L_1 — 1 мм и коаксиальными отрезками фторопласта с длинами L_1 — 8 мм и L_1 — 27.8 мм. Длины коаксиальных отрезков выбирались из соображения электрической длины. Длина воздушного заполнения для первой коаксиальной брэгговской гетероструктуры рассчитывалась так, чтобы электрическая длина первого коаксиального отрезка была эквивалентна электрической длине в 2 раза. Для второй коаксиального отрезка 3,5 раза. Также и для второй коаксиальной брэгговской гетероструктуры. Первый коаксиальный отрезок эквивалентен электрической длине в 2 раза, а второй коаксиальный отрезок в 9 раз. Всё это было выбрано так чтобы середины запрещенных зон коаксиальных линий совпали

6 Экспериментальное исследование АЧХ коаксиальных брэгговских гетероструктур. Длины слоёв воздуха и фторопласта, которые являются заполнение для коаксиальных исследуемых отрезков, были выбраны таким образом, чтобы частоты, соответствующие серединам запрещенных зон одной и другой коаксиальной брэгговской структуры, максимально совпадали.

Была измерена и рассчитана частотная зависимость для фотонной коаксиальной брэгговской гетероструктуры, составленной из последовательно соединенных коаксиальных брэгговских структур. Как следует из результатов расчетов и эксперимента, при соединении двух коаксиальных брэгговских структур с помощью переходного слоя, который и является интерфейсным слоем. Длина этого слоя была выбрана равной $l_1=1$ мм, $l_2=5$ мм, $l_3=22.56$ мм для первого коаксиальной брэгговской гетероструктуры. Для второй коаксиальной брэгговской гетероструктуры $l_1=4$ мм, $l_2=19$ мм, $l_3=23$ мм, $l_4=31$ мм, $l_5=8$ мм, $l_6=27.9$ мм.

При длине, первой исследуемой коаксиальной брэгговской гетероструктуры, равной $l_1=1$ мм и $l_2=5$ мм интерфейсного слоя в запрещенной зоне коаксиальной брэгговской гетероструктуры, возникал пик прохождения электромагнитной волны, а при длине равной $l_3=22.56$ мм было замечено лишь увеличение величины коэффициента прохождения в запрещённой зоне. Такие же результаты можно было наблюдать и при исследовании второй

коаксиальной брэгговской гетероструктуры. При длине интерфейсного слоя равной $l_1=4$ мм, $l_2=19$ мм, $l_3=23$ мм, $l_4=31$ мм можно было заметить возникновение пика пропускания электромагнитной волны, и при , $l_5=8$ мм, $l_6=27.9$ мм можно было заметить лишь увеличение глубины запрещенной зоны.

Заключение

Чтобы увидеть возникновение таммовского состояния в коаксиальной брэгговской гетероструктуре была построена компьютерная модель, с помощью программного обеспечения для моделирования одномерной системы Mathcad. Затем был проведен эксперимент по построенной модели. Собрав коаксиальную брэгговскую гетероструктуру и проведя эксперимент было показано, что происходит возникновение таммовского состояния при добавлении в коаксиальную брэгговскую гетероструктуру интерфейсного слоя.

Таким образом, с помощью расчётов и экспериментально было доказано возникновение таммовских поверхностных состояний в фотонном кристалле, составленных из двух последовательно соединенных брэгговских структур, имеющих разные размеры элементарных ячеек и выполненных в виде коаксиальной линии передачи. Сравнение экспериментальных и расчётных данных свидетельствует отличному количественному совпадению.

Было доказано, что таммовское поверхностное состояние возникает лишь тогда, когда характеристики интерфейсного элемента отличны от характеристик одной и другой брэгговской структуры.