

09

Сверхвысокочастотный фотонный кристалл на щелевой линии передачи с сегнетоэлектрической пленкой

© Ал.А. Никитин,^{1,2} Ан.А. Никитин,^{1,3} А.Б. Устинов,¹ Е. Lähderanta,² Б.А. Калиникос¹

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, 197376 Санкт-Петербург, Россия

² Lappeenranta University of Technology, 53850 Lappeenranta, Finland

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Международная лаборатория „МультиферрЛаб“, 197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alexeynikitin1@gmail.com

(Поступило в Редакцию 9 ноября 2015 г.)

Впервые исследован сверхвысокочастотный электрически перестраиваемый фотонный кристалл, основанный на периодически модулированной по ширине щелевой линии передачи с сегнетоэлектрической пленкой. Рассчитаны дисперсионные и передаточные характеристики электромагнитных волн, распространяющихся в такой структуре. Промоделировано электрическое управление характеристиками фотонных кристаллов.

Введение

Одним из простых способов реализации планарного фотонного кристалла в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) является периодическая модуляция одного из параметров пленочного волновода, например его толщины или ширины [1,2]. Интерес к исследованию СВЧ-фотонных кристаллов обусловлен в основном двумя причинами. Во-первых, такие искусственно созданные структуры являются удобной модельной средой для изучения линейных и нелинейных волновых эффектов [3]. Во-вторых, они обладают широкими возможностями применения, например в качестве ячеек для измерения параметров материалов [4], датчиков температуры и магнитного поля [5,6] и др.

Актуальным направлением СВЧ-микроэлектроники в настоящее время является разработка электронно-управляемых устройств, построенных на основе пленочных сегнетоэлектриков [7,8]. Электронное управление в них реализуется за счет изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пленки под воздействием внешнего электрического поля. Преимуществами такого способа управления являются высокая скорость перестройки и низкие энергетические затраты на ее осуществление.

Целью настоящей работы являлась разработка теоретической модели и изучение дисперсионных и амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) тонкопленочных сегнетоэлектрических фотонных кристаллов. В отличие от работы [1], в которой изучался фотонный кристалл на основе копланарного волновода, нами исследована периодическая структура в виде щелевой линии (ЩЛ) передачи с модуляцией ширины щели. Моделирование амплитудно-частотных характеристик проведено с учетом конечной длины фотонного кристалла.

1. Топология СВЧ-фотонного кристалла

Исследуемая пространственно-периодической структура на основе сегнетоэлектрической пленки изображена на рис. 1. Она включает несколько слоев: диэлектрическая подложка (слой $j = 1$), сегнетоэлектрическая пленка (слой $j = 2$), диэлектрическая пластина (слой $j = 3$). Толщину j -го слоя будем обозначать как d_j , а его диэлектрическую проницаемость как ϵ_j . Щелевая линия имеет вид узкой щели между двумя бесконечно тонкими металлическими электродами. К этим электродам можно прикладывать электрическое напряжение для изменения поляризации сегнетоэлектрической пленки.

Как видно из рис. 1, для реализации СВЧ-фотонного кристалла ширина щели меняется с периодом Λ . Будем считать, что широкий участок ЩЛ имеет длину L_1 и ширину w_1 , а узкий участок имеет длину L_2 и ширину w_2 . Заметим, что исследуемую волноведущую

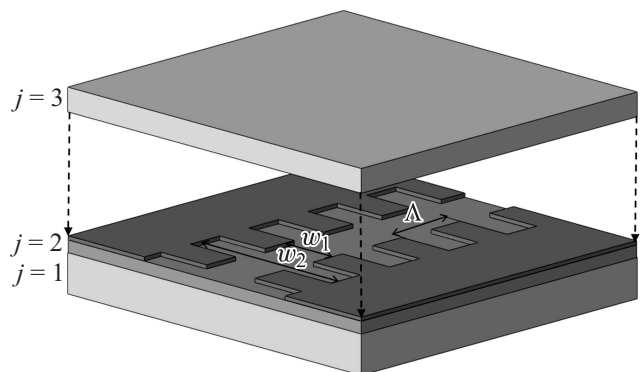


Рис. 1. Топология сверхвысокочастотного фотонного кристалла на щелевой линии передачи с сегнетоэлектрической пленкой.

структуру можно рассматривать как последовательное периодическое соединение отрезков щелевой линии передачи с различными волновыми сопротивлениями.

2. Электродинамическая модель СВЧ-фотонного кристалла

Построение электродинамической модели фотонного кристалла проводилось в несколько этапов. На первом этапе были рассчитаны законы дисперсии электромагнитных волн (ЭМВ) в щелевой линии передачи на сегнетоэлектрической пленке для широкого и узкого зазоров щели. На втором этапе был проведен расчет характеристик периодической структуры методом волновых матриц передачи. Остановимся подробнее на этих этапах.

Нахождение закона дисперсии ЭМВ, распространяющихся в щелевой линии, было выполнено в рамках полноволновой модели [9] в наилучшей степени, отвечающей гибриднему характеру ЭМВ в планарных линиях передачи. Гибридный характер электромагнитного поля в исследуемой линии передачи можно описать суперпозицией LSE- и LSM-волн. Зададим магнитный и электрический векторы Герца как

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \mathbf{e}_y \mathbf{A}(x, y) \exp(-i(kz - \omega t)), \\ \mathbf{F} &= \mathbf{e}_y \mathbf{F}(x, y) \exp(-i(kz - \omega t)), \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{e}_y — единичный вектор, $\mathbf{A}(x, y)$ и $\mathbf{F}(x, y)$ — магнитные и электрические векторные потенциалы соответственно, k — волновое число ЭМВ.

В каждом слое исследуемой структуры электродинамические векторные потенциалы удовлетворяют волновому уравнению

$$[\nabla_{\perp}^2 + \chi_i] \begin{Bmatrix} \mathbf{A}_i(x, y) \\ \mathbf{F}_i(x, y) \end{Bmatrix} = 0, \quad (2)$$

где $\nabla_{\perp}^2 = \delta^2/\delta x^2 + \delta^2/\delta y^2$, $\chi_i = (\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_i - k^2)^{1/2}$ — поперечное волновое число соответствующего слоя, ε_i — его относительная диэлектрическая проницаемость, а \mathbf{A}_i и \mathbf{F}_i — пара ориентированных вдоль оси z векторных потенциалов, порождающих LSE- и LSM-волны в частично заполненном по поперечному сечению прямоугольном волноводе.

Решения волнового уравнения (2) в каждом слое пространственно-периодической сегнетоэлектрической структуры могут быть найдены с помощью преобразования Фурье для векторных потенциалов, что позволяет вычислить фурье-образы касательных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей E_x , E_z , H_x и H_z в плоскости $y = 0$. Выполнение граничных условий для этих составляющих в зазоре щелевой линии на границе между слоями 2 и 3 приводит к двум системам интегральных уравнений относительно напряженности электрического поля на щели. Как было

показано в работе [9], разложение компонент полей по полиномам Чебышева и последующая процедура алгебраизации в соответствии с методом Галеркина позволяет свести интегральные уравнения к бесконечной системе алгебраических уравнений относительно неизвестных компонент разложения a_n и b_m в виде

$$\begin{aligned} \sum_{n=0,1,2}^{\infty} a_n K_{p,n}^{11} + \sum_{m=1,2}^{\infty} b_m K_{p,m}^{12} &= 0, \\ \sum_{n=0,1,2}^{\infty} a_n K_{q,n}^{21} + \sum_{m=1,2}^{\infty} b_m K_{q,m}^{22} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$K_{p,n}^{11} = (-1)^{n+p} \int_0^{\infty} J_{2p}\left(\frac{sw}{2}\right) f_{11}(s, k) J_{2n}\left(\frac{sw}{2}\right) ds, \quad (4)$$

а выражения для $K_{p,m}^{12}$, $K_{q,n}^{21}$ и $K_{q,m}^{22}$ имеют аналогичный вид с точностью до замены $f_{11}(s, k)$ на $f_{12}(s, k)$, $f_{21}(s, k)$ и $f_{22}(s, k)$. В формуле (4) $J_\nu(z)$ — функция Бесселя первого рода, а $f_{11}(s, k)$ — функция, зависящая только от размеров поперечного сечения и волнового числа. Закон дисперсии ЭМВ, распространяющихся в щелевых линиях передачи на основе сегнетоэлектрической пленки, находится из условия равенства нулю определителя системы (3).

В настоящей работе закон дисперсии ЭМВ и коэффициент передачи СВЧ-фотонного кристалла, образованного щелевой линией с периодической модуляцией ее ширины, были рассчитаны из законов дисперсии ЭМВ в ЩЛ с широким и узким зазорами.

Расчет дисперсии периодической структуры, образованной из отрезков щелевой линии разной ширины, проводился с помощью метода связанных волн. В этом методе периодическое изменение одного из параметров пленочного волновода (в исследуемой структуре — электродов ЩЛ) рассматривается как возмущение, которое приводит к связи между невозмущенными волнами. Данная связь описывается с помощью стандартного выражения [10]

$$\cos K\Lambda = \cos k_1 L_1 \cos k_2 L_2 - \frac{k_1^2 + k_2^2}{2k_1 k_2} \sin k_1 L_1 \sin k_2 L_2, \quad (5)$$

где K — блоховский волновой вектор, k_1 и k_2 — волновые числа ЭМВ, распространяющейся в щелевой линии передачи на широком и узком участках соответственно.

При решении уравнения (5) существуют области значений частот, для которых волновой вектор становится комплексным числом, и, следовательно, ЭМВ оказывается затухающей. В диапазоне СВЧ это явление называется брэгговским отражением. С другой стороны, при частотах, лежащих вне запрещенных зон, корни уравнения (5) являются вещественными, и такие решения отвечают распространяющимся волнам.

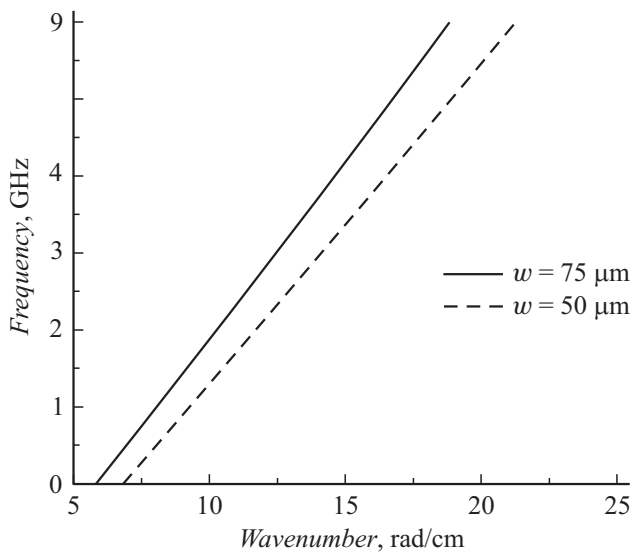


Рис. 2. Дисперсионные характеристики электромагнитных волн в щелевой линии передачи с сегнетоэлектрической пленкой, рассчитанные для случаев ширины щели 50 μm (штриховая линия) и 75 μm (сплошная линия).

Для расчета АЧХ фотонного кристалла на щелевой линии передачи с сегнетоэлектрической пленкой использовался метод волновых матриц передачи (T -матриц) [11], который наиболее близко отражает экспериментальную ситуацию. Преимуществами данного метода являются возможность учета конечности длины периодической структуры, а также потерь на распространение волн. В рамках этого метода распространение волн на узком и на широком отрезках щелевой линии, а также отражение волн при переходе между ними описывается своей T -матрицей.

Так, матрица T_1 описывает распространение ЭМВ в ЩЛ передачи с широким зазором:

$$T_1 = \begin{bmatrix} \exp[(-ik_1 + \alpha_1)d_1] & 0 \\ 0 & 1/\exp(-ik_1 + \alpha_1)d_1 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Матрица T_2 характеризует отражение волны от границы между широким и узким участками ЩЛ

$$T_2 = \begin{bmatrix} 1/(1 - \Gamma) & \Gamma/(1 - \Gamma) \\ \Gamma/(1 - \Gamma) & 1/(1 - \Gamma) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Распространение ЭМВ на узком участке ЩЛ определяется матрицей

$$T_3 = \begin{bmatrix} \exp[(-ik_2 + \alpha_2)d_2] & 0 \\ 0 & 1/\exp(-ik_2 + \alpha_2)d_2 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

а отражение волны от границы между узким и широким участками ЩЛ описывается матрицей

$$T_4 = \begin{bmatrix} 1/(1 + \Gamma) & -\Gamma/(1 + \Gamma) \\ -\Gamma/(1 + \Gamma) & 1/(1 + \Gamma) \end{bmatrix}, \quad (9)$$

В формулах (6)–(9) введены следующие обозначения: Γ — коэффициент отражения на границах между этими

отрезками, а α_1 и α_2 — пространственные декременты затухания соответственно для широкого и узкого зазоров. Отметим, что основными источниками затухания волн в исследуемом фотонном кристалле являются потери в сегнетоэлектрической пленке, для вычисления которых было использовано следующее приближенное выражение

$$\alpha_{1,2} = |\partial k_{1,2}/\partial \epsilon| \epsilon_{-1} \text{tg} \delta, \quad (10)$$

где $\text{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь.

Распространение ЭМВ в пределах одного периода исследуемой структуры описывается следующим выражением:

$$T_\Lambda = T_1 T_2 T_3 T_4, \quad (11)$$

а в структуре с числом звеньев N :

$$T_\Sigma = T_\Lambda^N. \quad (12)$$

Таким образом, коэффициент передачи всей волноводной структуры может быть получен из следующего соотношения:

$$S_{21} = 20 \log(1/T_{\Sigma 11}). \quad (13)$$

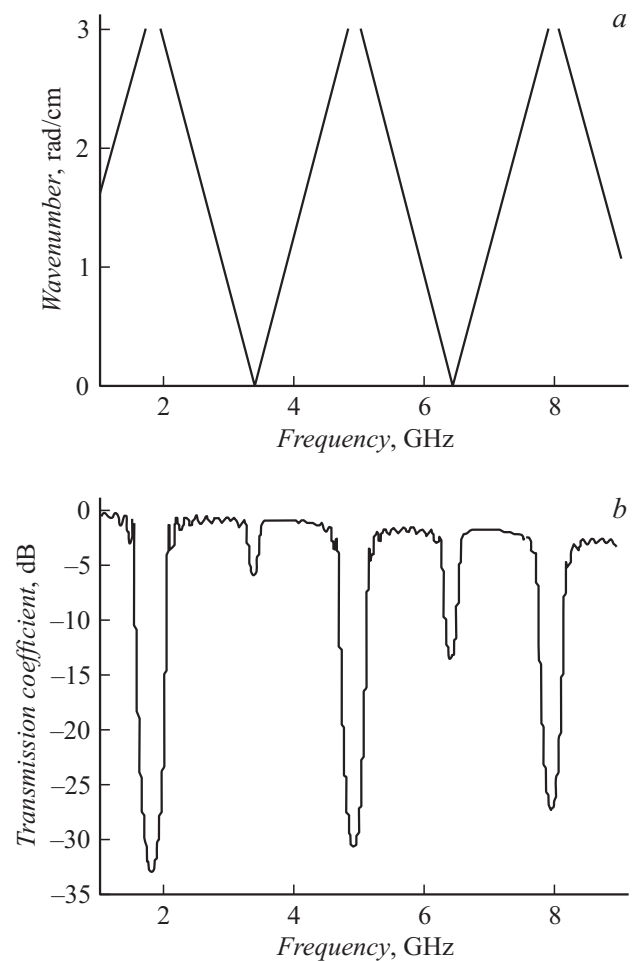


Рис. 3. Дисперсионная характеристика (a) и коэффициент передачи (b) электромагнитных волн в фотонном кристалле на основе щелевой линии. Расчет выполнен для случая, когда широкий и узкий участки щелевой линии имеют ширину $w_1 = 75 \mu\text{m}$ и $w_2 = 50 \mu\text{m}$.

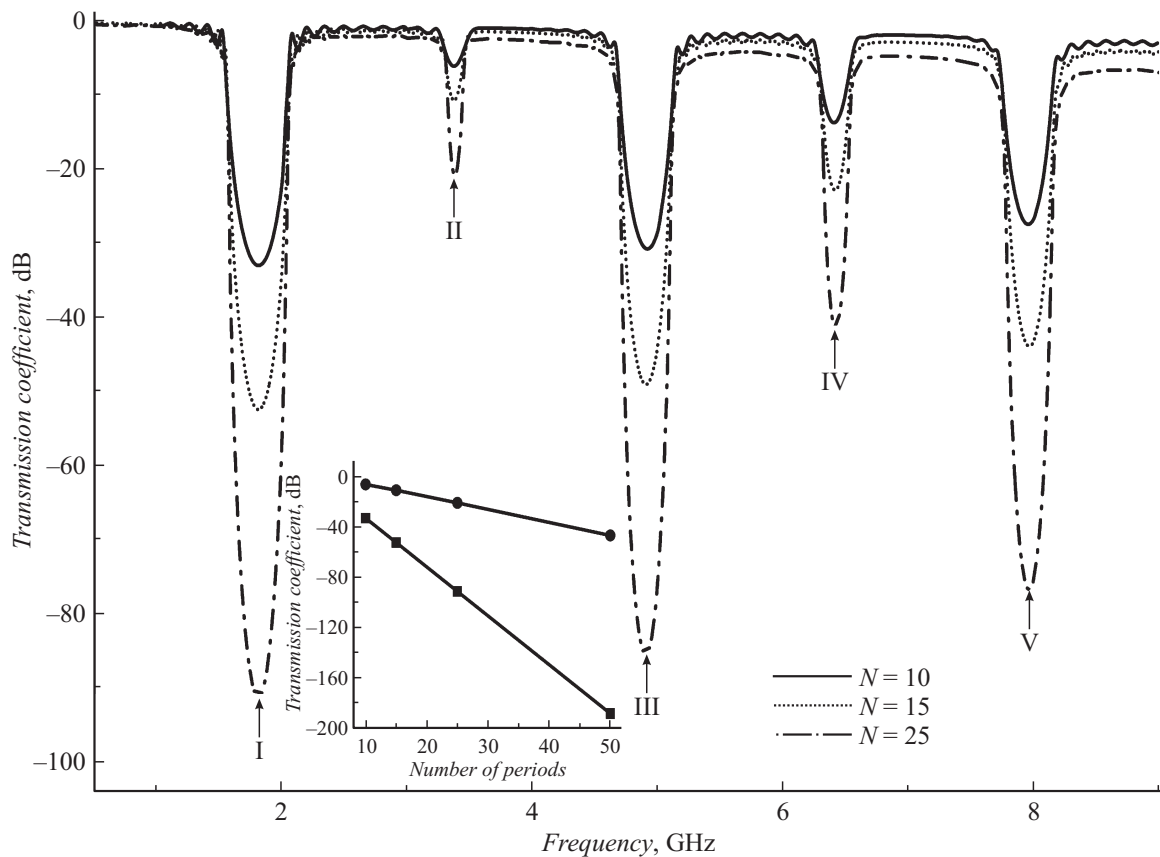


Рис. 4. Коэффициенты передачи электромагнитных волн в фотонном кристалле с 10, 15 и 25 периодами модуляции щелевой линии. На вставке к рисунку изображены зависимости коэффициента передачи от числа периодов модулированной щелевой линии для первой (квадраты) и второй (круги) полос заграждения.

Построив зависимость коэффициента передачи от частоты, можно оценить уровень вносимых потерь и определить частоты, соответствующие запрещенным зонам.

3. Численный анализ

С помощью электродинамической модели, описанной в предыдущем разделе, нами были исследованы дисперсионные и передаточные характеристики ЭМВ, распространяющихся в СВЧ-фотонных кристаллах на основе щелевых линий передачи с сегнетоэлектрической пленкой. Все вычисления были проведены для типичных параметров экспериментальных структур. В соответствии с рис. 1 для диэлектрического слоя с номером 1 задавались параметры сапфировой подложки: $d_1 = 500 \mu\text{m}$ и $\epsilon_1 = 10$. Для слоя с номером 2 задавались параметры поликристаллической пленки титаната бария стронция (BST): $d_2 = 2 \mu\text{m}$ и $\epsilon_2 = 1500$. Слой с номером 3, расположенный над электродами щелевой линии передачи, соответствовал линейному диэлектрику, в качестве которого был выбран синтетический алмаз с параметрами $d_3 = 500 \mu\text{m}$ и $\epsilon_3 = 5.7$ как один из наиболее перспективных материалов микроэлектроники [12].

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики ЭМВ, распространяющихся в рассматриваемой

структуре с ЩЛ, имеющей постоянную ширину щели w , равную 50 или $75 \mu\text{m}$. Из графиков видно, что уменьшение w приводит к уменьшению фазовой скорости электромагнитных волн. Следовательно, на фиксированной частоте электромагнитные волны приобретают разный фазовый набег на разных участках периодической структуры, что необходимо для появления запрещенных зон [1].

На рис. 3 изображены типичные результаты расчета дисперсионных и амплитудно-частотных характеристик периодической структуры. Расчет был выполнен для следующих параметров: период структуры $\Lambda = 10 \mu\text{m}$, количество периодов $N = 10$, ширины щелей $w_1 = 75 \mu\text{m}$ и $w_2 = 50 \mu\text{m}$. Видно, что модуляция ширины щелевой линии приводит к появлению запрещенных зон в спектре ЭМВ и, как следствие, к появлению провалов на АЧХ волноведущей структуры. Запрещенные зоны обусловлены возникновением брегговских резонансов. Они возникают на таких частотах, на которых фазовый набег волны на периоде структуры кратен π . За счет ограниченного числа периодов структуры провалы на АЧХ, соответствующие запрещенным зонам, имеют конечную глубину, варьирующуюся до -33 dB . В дальнейшем такие области с относительно большим затуханием волн будем называть полосами заграждения.

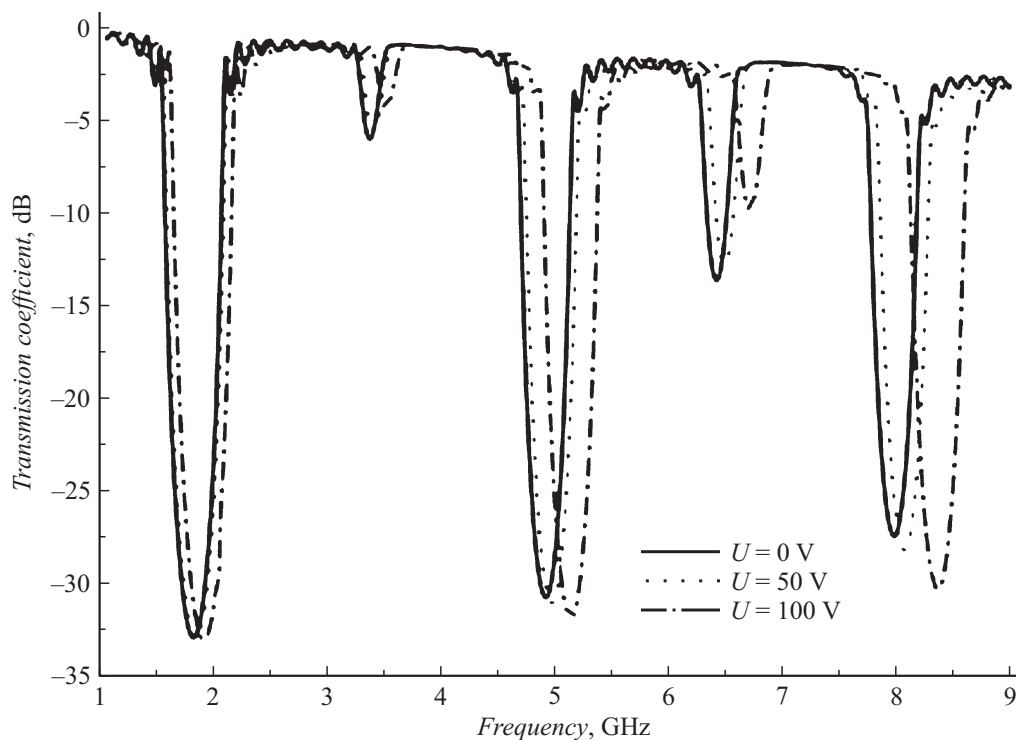


Рис. 5. Коэффициент передачи электромагнитных волн для различных значений управляющего напряжения U .

Подобные расчеты были проведены для различных вариантов параметров СВЧ-фотонного кристалла. В частности, на рис. 4 представлены результаты расчета, выполненные для 10, 15 и 25 периодов модулированной ЩЛ фотонного кристалла. Из данного рисунка видно, что при увеличении количества периодов первая полоса заграждения (обозначенная на рис. 4 римской цифрой I) уширяется и для случая 25 периодов имеет конечную глубину -92 dB. Для остальных полос заграждения (обозначенных римскими цифрами II, III и т.д.) также происходит увеличение затухания ЭМВ. Для пояснения описанного эффекта на вставке к рис. 4 представлены зависимости величины затухания ЭМВ от количества периодов модулированной ЩЛ для первой и второй полос заграждения фотонного кристалла. Данные зависимости имеют линейный характер, что согласуется с методом волновых матриц передачи, рассмотренным в разд. 2. Так, в предельном случае, когда количество периодов будет стремиться к бесконечности, вместо полос заграждения на АЧХ будут иметь место запрещенные зоны. Таким образом, изменяя геометрию СВЧ-фотонного кристалла на ЩЛ передачи с сегнетоэлектрической пленкой, можно получать различные АЧХ с необходимым затуханием ЭМВ.

На рис. 5 показаны результаты исследования электрического управления полосами заграждения СВЧ-фотонного кристалла. Приложение управляющего напряжения U к электродам ЩЛ моделировалось путем уменьшения диэлектрической проницаемости слоя сегнетоэлектрика ϵ_2 . При этом в расчетах учитывалось, что на участках ЩЛ, имеющих разную ширину зазора, напря-

женность электрического поля оказывается различной. Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрической пленки как функция от напряженности электрического поля E рассчитывалась по формуле

$$\epsilon_2(E_{1,2}) = \epsilon_2(0) - kE^2. \quad (14)$$

Для моделирования были использованы следующие типичные параметры пленки BST: $\epsilon_2(0) = 1500$, $k = 1.5 \text{ cm}^2/\text{kV}^2$. Напряженность электрического поля, выраженная в kV/cm , вычислялась по формуле $E_{1,2} = U/w_{1,2}$. При этом напряжение U варьировало от 0 до 100 V.

Результаты моделирования показывают, что полосы заграждения смещаются вверх по частоте на величины порядка нескольких сотен мегагерц, причем на более высоких частотах смещение происходит сильнее. Такое поведение полос заграждения объясняется тем, что с уменьшением диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя растет фазовая скорость электромагнитных волн.

Заключение

В работе была построена электродинамическая модель СВЧ-фотонного кристалла на основе периодической структуры с модуляцией ширины ЩЛ, расположенной на сегнетоэлектрической пленке. На основе этой модели были исследованы дисперсионные свойства электромагнитных волн, распространяющихся в таких структурах, а также промоделированы их

амплитудно-частотные характеристики. Результаты показали, что, варьируя геометрические и физические параметры СВЧ-фотонного кристалла, нетрудно получить амплитудно-частотные характеристики различного вида. Так, при увеличении количества периодов, а следовательно, при изменении электрической длины фотонного кристалла, происходит увеличение затухания ЭМВ. Частоты полос заграждения можно перестраивать с помощью внешнего электрического поля. При увеличении управляющего напряжения от 0 до 100 V полосы заграждения смещаются вверх по частоте на значения порядка нескольких сотен МГц.

Описанная структура может найти различные области применения. В качестве примера можно назвать полосно-заграждающий фильтр СВЧ-сигнала. Основным преимуществом предложенной структуры является использование тонкой сегнетоэлектрической пленки и ШДЛ передачи, что позволяет минимизировать управляющее напряжение и увеличить эффективность перестройки характеристик СВЧ-устройств.

Разработка теоретической модели сверхвысокочастотного фотонного кристалла проводилась при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-01296). Теоретическое исследование дисперсионных свойств электромагнитных волн проводилось при частичной поддержке РФФИ (гранты 14-02-00496 А, 15-32-20357 мол а вед), Министерства образования и науки Российской Федерации (проект „Госзадание“) и гранта государственной финансовой поддержки ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074–U01).

Список литературы

- [1] Мухортов В.М., Масычев С.И., Маматов А.А., Мухортов В.С. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 20. С. 70–76.
- [2] Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 3. С. 636–644.
- [3] Дроздовский А.В., Черкасский М.А., Устинов А.Б., Ковшиков Н.Г., Калиникос Б.А. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 1. С. 17–22.
- [4] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 143–148.
- [5] Inoue M., Baryshev A., Takagi H., Lim P.B., Hatafuku K., Noda J., Togo K. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 132 511.
- [6] Kryshchal R.G., Medved A.V. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. P. 192 410.
- [7] Вендик О.Г. // ФТТ. 2009. Т. 51. Вып. 7. С. 1441–1445.
- [8] Nikitin A.A., Ustinov A.V., Semenov A.A., Kalinikos B.A., Lähderanta E. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 093 513.
- [9] Иванов А.А., Карманенко С.Ф., Мироненко И.Г., Назаров И.А., Семенов А.А. Сегнетоэлектрические пленки и устройства на сверх- и крайне высоких частотах // СПб.: Элмор. 2007. 162 с.
- [10] Яриш А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир. 1987. 616 с.
- [11] Seshadri S.R. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 60. P. 1758.
- [12] Выровец И.И., Грицына В.И., Дудник С.Ф. и др. // Физическая инженерия поверхности. 2010. Т. 8. № 1. С. 4–19.