

Распространение поверхностных волн вдоль диэлектрической прослойки в фоторефрактивном кристалле с диффузионным механизмом формирования нелинейности

С.Е.Савотченко

Показано, что вдоль диэлектрической прослойки, разделяющей фоторефрактивные кристаллы с диффузионным механизмом формирования нелинейности, могут распространяться поверхностные волны ТМ поляризации, различающиеся характером затухания. Профили волн могут быть симметричными и антисимметричными относительно центра трехслойной структуры. Для всех рассмотренных типов волн получены дисперсионные уравнения. В явном аналитическом виде найдены зависимости постоянной распространения от характеристик слоистой структуры для длинноволновых поверхностных волн, а также указаны условия их существования. Проанализировано влияние температуры и толщины диэлектрической прослойки на режимы распространения поверхностных волн и их характеристики.

Ключевые слова: поверхностные волны, фоторефрактивный кристалл, фоторефрактивная дифракционная решетка, постоянная распространения, коэффициент затухания, слоистые среды.

1. Введение

Во многих оптических устройствах (сенсорах, триггерах, волноводах) используются как волноводные, так и управляющие свойства границ раздела сред в многослойных структурах, позволяющие пропускать или запирают световые пучки с длинами волн заданных диапазонов [1–4]. Среди используемых в таких устройствах материалов особое значение имеют фоторефрактивные кристаллы (ФК) в силу целого ряда их специфических свойств [5–9]. В качестве материалов с фоторефрактивным эффектом обычно применяются кристаллы ниобата бария-стронция (SBN), семейства силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), LiTaO_3 , BaTiO_3 , KNbO_3 , Fe:LiNbO_3 и другие [10–12].

Во многих основанных на использовании таких материалов оптоэлектронных устройствах важную роль играют контролируемая локализация вдоль границ раздела слоев энергии оптического излучения и механизмы варьирования его пространственных и спектральных характеристик. Возможности управления подобными нелинейно-оптическими явлениями и перспективы практического применения для оптической обработки информации обуславливают интерес к теоретическому изучению уникальных свойств поверхностных волн (ПВ) [13–15], распространяющихся вдоль границ раздела кристаллов, один из которых обладает фоторефрактивным эффектом.

Теоретическое изучение закономерностей распространения ПВ, возбуждаемых при различных условиях на границе ФК и диэлектрика, проводилось многократно [16–23]. Тем не менее, требуется детальный анализ особенностей распространения ПВ в гетероструктурах с чередующимися

в слоях нелинейно-оптическими эффектами. В связи с этим в настоящей работе предлагается теоретическое описание новых типов ПВ, распространяющихся вдоль трехслойной структуры, которая представляет собой ФК с диэлектрической прослойкой конечной толщины.

Существенные различия электрооптических откликов сред соседних слоев, обусловленные, к примеру, индуцированием поля в одном из слоев вследствие перераспределения плотности зарядов, приводят к возможности появления принципиально новых особенностей формирования профиля ПВ, амплитуда которых может осциллирующим образом убывать при удалении от границ раздела во внешние слои.

В настоящей работе исследуется только симметричная трехслойная структура, внешние слои которой состоят из ФК с одинаковыми оптическими характеристиками. В силу симметрии в такой системе могут возникать ПВ с распределением профиля поля, характеризующимся определенной симметрией относительно границ раздела слоев, в частности синфазные и противофазные, описываемые четными и нечетными решениями соответственно. Такие ПВ будут отличаться от описанных в работе [21] волн, распространяющихся в комбинированном волноводе из ФК с диэлектрической пленкой на его поверхности. В отличие от [23], в настоящей работе основное внимание уделено анализу условий существования и характеристик ПВ с ТМ поляризацией в случае конечной толщины прослойки, затухающих в двух различных режимах, а также получению законов дисперсии для тонкой прослойки в явном аналитическом виде.

2. Уравнения модели

Рассмотрим распространение нелинейных ПВ с необыкновенной поляризацией (ТМ, или р-поляризованные волны), для которых $E_y = 0$, $H_x = H_z = 0$, в ФК с невозмущенным показателем преломления n_p , причем внутри кристалла находится диэлектрическая пластина конеч-

С.Е.Савотченко. Белгородский государственный технологический университет им. В.Г.Шухова, Россия, 308012 Белгород, ул. Костюкова, 46; e-mail: savotchenkose@mail.ru

Поступила в редакцию 16 февраля 2019 г., после доработки – 17 апреля 2019 г.

ной толщины $2a$. Пусть в ФК реализуется диффузионный режим перераспределения фотоиндуцированных носителей электрического заряда, формирующих внутрикристаллическое поле, обуславливающее нелинейную зависимость показателя преломления.

Систему координат выберем так, чтобы середина диэлектрической прослойки проходила через начало координат, а границы ее раздела с частями ФК лежали в плоскостях $x = \pm a$ перпендикулярно оси x . Тогда части ФК занимают полупространства $|x| > a$, а диэлектрическая прослойка находится в области $|x| < a$. Полярные оси ФК в обоих полупространствах считаются противоположно направленными вдоль оси x .

Будем рассматривать только стационарное распределение поля ПВ. В этом случае из системы уравнений Максвелла получаем следующее уравнение для отличной от нуля компоненты вектора напряженности магнитного поля ТМ волны [19–21]:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x) H_y = 0, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; λ_0 – длина волны света в вакууме; $n(x)$ – пространственное распределение показателя преломления света в направлении, перпендикулярном границам раздела ФК и диэлектрической прослойки. Представим зависимость $n(x)$ в виде

$$n(x) = \begin{cases} n_P + \Delta n_P(x), & |x| > a, \\ n_L, & |x| < a, \end{cases} \quad (2)$$

где n_L – показатель преломления диэлектрической прослойки, считающийся постоянным; Δn_P – малая нелинейная добавка к невозмущенному показателю преломления n_P в ФК. Здесь и далее индекс P соответствует величинам, описывающим свойства ФК в области $|x| > a$, а индекс L – величинам, описывающим свойства диэлектрической прослойки в области $|x| < a$.

Примем, что нелинейная добавка к невозмущенному показателю преломления в ФК формируется в результате только диффузионного механизма нелинейности [11]. Также будем считать, что темновая интенсивность I_d (интенсивность темновой засветки) пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью света в поверхностной волне $I \propto |H_y|^2$. Тогда в приближении $I_d \ll I$ нелинейную добавку к показателю преломления ФК можно представить в виде

$$\Delta n_P(x) = \frac{1}{2} n_P^3 r_{\text{eff}} \frac{k_B T}{e} \frac{I'}{I}, \quad (3)$$

где штрихи здесь и далее означают производные по координате x ; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент; k_B – константа Больцмана; T – температура; e – модуль заряда электрона. Нелинейная добавка (3) является малой по сравнению с невозмущенными показателями преломления как ФК, так и диэлектрической прослойки.

Пусть установившееся распределение распространяющейся вдоль оси z волны имеет вид

$$H_y(x, z) = \exp(i\beta k_0 z) \begin{cases} H_1(x), & x < -a, \\ H_L(x), & |x| < a, \\ H_2(x), & x > a \end{cases} \quad (4)$$

(β – постоянная распространения). Тогда с учетом $I_d \ll I$ и $\Delta n_P \ll n_{P,L}$ из (1)–(4) получаем уравнения

$$H''_{1,2} + \mu H_{1,2} + (n_P^2 - \beta^2) k_0^2 H_{1,2} = 0, \quad (5)$$

$$H''_L + (n_L^2 - \beta^2) k_0^2 H_L = 0, \quad (6)$$

где коэффициент затухания волны в ФК

$$\mu = 2k_0^2 n_P^4 r_{\text{eff}} k_B T / e. \quad (7)$$

Из условий непрерывности компонент полей на границах раздела слоев вытекают граничные условия

$$H_1(-a) = H_L(-a), \quad H_2(a) = H_L(a), \quad (8)$$

$$\frac{1}{n_P^2} H'_1(-a) = \frac{1}{n_L^2} H'_L(-a), \quad \frac{1}{n_P^2} H'_2(a) = \frac{1}{n_L^2} H'_L(a). \quad (9)$$

Таким образом, математическая формулировка модели для описания распространения ПВ вдоль диэлектрической прослойки в ФК сводится к уравнениям (6) и (7) с граничными условиями (8) и (9). Распределение поля в различных типах ПВ в рассматриваемой модели описывается решениями контактной краевой задачи (6)–(9), удовлетворяющими условиям ограниченности и $|H_y| \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$.

Поскольку в данной модели предполагается, что все оптические характеристики частей ФК слева и справа от диэлектрической прослойки одинаковы, то в такой симметричной трехслойной структуре могут возникать поверхностные состояния, обладающие симметрией распределения поля, которые описываются четными ($H_1(x) = H_2(-x)$) и нечетными ($H_1(x) = -H_2(-x)$) решениями. В настоящей работе рассматриваются поверхностные состояния только такого вида, поэтому в дальнейшем будем использовать обозначение для напряженности магнитного поля в ФК $H_P(x) = H_1(x)$ при $x < -a$, а в области $x > a$ поле $H_P(x)$ будет продолжаться четным или нечетным образом.

Уравнение (5) имеет два типа исчезающих на бесконечности решений в зависимости от соотношения между значениями константы распространения, коэффициента затухания и невозмущенного показателя преломления в ФК. Амплитуда волны первого типа затухает без осцилляций при удалении от диэлектрической прослойки в глубь ФК, а второго – осциллирующим образом.

Решения линейного уравнения (6) определяются знаком разности $n_L^2 - \beta^2$. Внутри прослойки могут возникать несколько видов распределения поля, описываемого либо непериодическими, либо периодическими решениями, выражающимися через гиперболические и тригонометрические функции (синусы и косинусы) соответственно. В каждом из порождаемых такими решениями наборов ПВ, помимо вида симметрии поверхностного состояния, встречаются различные формы затухания поля при удалении от диэлектрической прослойки в глубину ФК.

3. Основные типы ПВ

1. При выполнении условия $\max(n_L, \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}) < \beta < n_P$ существуют два типа ПВ, амплитуда поля которых убывает без осцилляций в ФК и аperiodически распределена внутри диэлектрической прослойки.

Волны с симметричным относительно центра диэлектрической прослойки распределением профиля поля в области $x < -a$ описываются решением уравнения (5), которое может быть представлено в виде

$$H_P(x) = H_a \exp[\mu(x+a)/2] \left\{ \cosh[v(x+a)] - \frac{\kappa_e + \mu/2}{v} \sinh[v(x+a)] \right\}, \quad (10)$$

где

$$v^2 = \frac{1}{4}\mu^2 - k_0^2(n_P^2 - \beta^2); \quad (11)$$

$$\kappa_e = \frac{n_P^2}{n_L^2} q \tanh(qa); \quad (12)$$

$$q^2 = k_0^2(\beta^2 - n_L^2); \quad (13)$$

$H_a = H(-a)$ – амплитуда поля на левой границе ФК с диэлектрической прослойкой. На область $x > a$ выражение (10) продолжается четным образом.

Внутри диэлектрической прослойки профиль поля ПВ описывается непериодическим четным решением уравнения (6) при $\beta > n_L$:

$$H_L(x) = H_a \cosh(qx) / \cosh(qa). \quad (14)$$

Решения (10) и (14) удовлетворяют граничным условиям (8) и (9). Амплитуда поля H_a здесь играет роль управляющего параметра.

Волны с антисимметричным относительно центра диэлектрической прослойки распределением профиля поля в области $x < -a$ описываются решением уравнения (5), которое принимает вид

$$H_P(x) = H_a \exp[\mu(x+a)/2] \left\{ \cosh[v(x+a)] - \frac{\kappa_o + \mu/2}{v} \sinh[v(x+a)] \right\}, \quad (15)$$

где

$$\kappa_o = \frac{n_P^2}{n_L^2} q \coth(qa). \quad (16)$$

На область $x > a$ решение (15) продолжается нечетным образом.

Внутри диэлектрической прослойки профиль поля ПВ описывается непериодическим нечетным решением уравнения (6) при $\beta > n_L$:

$$H_L(x) = -H_a \sinh(qx) / \sinh(qa). \quad (17)$$

Решения (15) и (17) удовлетворяют граничным условиям (8) и (9).

2. При выполнении условия $\sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2} < \beta < \min(n_L, n_P)$ существуют еще два типа ПВ, амплитуда поля которых убывает без осцилляций в ФК и периодически распределена внутри диэлектрической прослойки.

Волны с симметричным относительно центра диэлектрической прослойки распределением профиля поля в области $x < -a$ описываются решением уравнения (5) в виде

$$H_P(x) = H_a \exp[\mu(x+a)/2] \left\{ \cosh[v(x+a)] - \frac{\mu/2 - \gamma_e}{v} \sinh[v(x+a)] \right\}, \quad (18)$$

где

$$\gamma_e = \frac{n_P^2}{n_L^2} k \tan(ka), \quad (19)$$

$$k^2 = -q^2 = k_0^2(n_L^2 - \beta^2). \quad (20)$$

На область $x > a$ решение (18) продолжается четным образом.

Внутри диэлектрической прослойки профиль поля ПВ описывается периодическим четным решением уравнения (6) при $\beta < n_L$:

$$H_L(x) = H_a \cos(kx) / \cos(ka). \quad (21)$$

Решения (18) и (21) удовлетворяют граничным условиям (8) и (9).

Волны с антисимметричным относительно центра диэлектрической прослойки распределением профиля поля в области $x < -a$ описываются решением уравнения (5), которое имеет вид

$$H_P(x) = H_a \exp[\mu(x+a)/2] \left\{ \cosh[v(x+a)] - \frac{\mu/2 - \gamma_o}{v} \sinh[v(x+a)] \right\}, \quad (22)$$

где

$$\gamma_o = \frac{n_P^2}{n_L^2} k \cot(ka). \quad (23)$$

На область $x > a$ решение (22) продолжается нечетным образом.

Внутри диэлектрической прослойки профиль поля ПВ описывается периодическим нечетным решением уравнения (7) при $\beta < n_L$:

$$H_L(x) = -H_a \sin(kx) / \sin(ka). \quad (24)$$

Решения (22) и (24) удовлетворяют граничным условиям (8) и (9).

3. При выполнении условия $n_L < \beta < \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}$ существуют два типа ПВ, амплитуда поля которых убывает с осцилляциями в ФК и аperiodически распределена внутри диэлектрической прослойки.

Симметричное распределение профиля поля, затухающего с осцилляциями в ФК в области $x < -a$, описывается решением уравнения (5), которое при $\beta < \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}$ может быть представлено в виде

$$H_P(x) = H_a \exp[\mu(x+a)/2] \cos[p(x+a) - \varphi] / \cos \varphi, \quad (25)$$

где волновое число

$$p^2 = -v^2 = k_0^2(n_P^2 - \beta^2) - \mu^2/4. \quad (26)$$

На область $x > a$ решение (25) продолжается четным образом. Внутри диэлектрической прослойки при $|x| < a$ профиль поля в симметричной ПВ описывается выражением (14). Подстановка решений (14), (25) в граничные условия (8), (9) приводит к дисперсионному соотношению

$$\frac{\mu}{2} + p \tan \varphi + \kappa_e = 0, \quad (27)$$

где κ_e определяется выражением (12). Фаза φ здесь играет роль управляющего параметра.

Антисимметричное распределение профиля поля, затухающего с осцилляциями в ФК в области $x < -a$, описывается выражением (25), которое на область $x > a$ продолжается нечетным образом. Внутри диэлектрической прослойки при $|x| < a$ профиль поля в антисимметричной ПВ описывается выражением (17). Подстановка решений (17) и (25) в граничные условия (8) и (9) приводит к дисперсионному соотношению

$$\frac{\mu}{2} + p \tan \varphi + \kappa_o = 0, \quad (28)$$

где κ_o определяется выражением (16).

4. При выполнении условия $\beta < \min[n_L, \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}]$ существуют еще два типа ПВ, амплитуда поля которых убывает с осцилляциями в ФК и периодически распределена внутри диэлектрической прослойки.

Симметричное распределение профиля поля, затухающего с осцилляциями в ФК в области $x < -a$, описывается выражением (25), которое на область $x > a$ (25) продолжается четным образом. Внутри диэлектрической прослойки при $|x| < a$ профиль поля в симметричной ПВ описывается выражением (21). Подстановка решений (21) и (25) в граничные условия (8) и (9) приводит к дисперсионному соотношению

$$\frac{\mu}{2} + p \tan \varphi - \gamma_e = 0, \quad (29)$$

где γ_e определяется выражением (19).

Антисимметричное распределение профиля поля, затухающего с осцилляциями в ФК в области $x < -a$, описывается выражением (25), которое на область $x > a$ продолжается нечетным образом. Внутри диэлектрической прослойки при $|x| < a$ профиль поля в антисимметричной ПВ описывается выражением (24). Подстановка решений (24) и (25) в граничные условия (8) и (9) приводит к дисперсионному соотношению

$$\frac{\mu}{2} + p \tan \varphi + \gamma_o = 0, \quad (30)$$

где γ_o определяется выражением (23).

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Варьирование диапазонов существования ПВ

В каждом из указанных диапазонов изменения постоянной распространения существует по два вида ПВ, отличающихся симметрией профиля распределения поля относительно центра диэлектрической прослойки. В случае симметричных ПВ амплитуды поля на левой и правой

границах раздела диэлектрической прослойки одинаковы: $H(a) = H(-a) = H_a$, а в случае антисимметричных ПВ они одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку: $H(a) = -H(-a) = -H_a$.

Важно отметить, что для изменения таких диапазонов существования ПВ, к примеру при переходе от области $\sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2} < \beta < \min(n_L, n_P)$, где существуют затухающие без осцилляций ПВ, к области $n_L < \beta < \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}$, где существуют затухающие с осцилляциями ПВ, не требуется жестко задавать соотношение между показателями преломления ФК и диэлектрической прослойки, т. е. изменять типы материалов данной слоистой структуры. Такой переход может происходить путем изменения только коэффициента затухания μ , варьирование которого, в свою очередь, может осуществляться за счет изменения температуры. Следовательно, в слоистой структуре появляется возможность регулирования с помощью изменения ее температуры формы затухания (с осцилляциями или без) возбуждаемых в ней ПВ.

4.2. Характеристики аperiodически затухающих ПВ

Симметричные и антисимметричные ПВ, затухающие без осцилляций, существуют в двух диапазонах: при $\max(n_L, \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}) < \beta < n_P$ и при $\sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2} < \beta < \min(n_L, n_P)$. В обоих случаях распределения поля в ФК имеют одинаковый характер (см. (10), (15) и (18), (22)), однако внутри диэлектрической прослойки они принципиально различаются. Если в первом диапазоне, независимо от вида симметрии, распределение поля аperiodично (см. (14) и (17)), то во втором диапазоне поле имеет периодическое распределение по ширине диэлектрической прослойки (см. (21) и (24)).

Период пространственных осцилляций поля в диэлектрической прослойке для симметричных и антисимметричных ПВ в обоих диапазонах определяется как

$$\Lambda_L = 2\pi/k = 2\pi/[k_0(n_L^2 - \beta^2)^{1/2}]. \quad (31)$$

Максимумы амплитуды поля симметричных и антисимметричных ПВ и их положения в обоих диапазонах могут не совпадать с амплитудой поля на границах раздела ФК и диэлектрической прослойки. Максимум амплитуды поля ПВ может достигаться внутри ФК на расстоянии от границы раздела с прослойкой

$$x_{me,o} = \frac{1}{2v} \ln F_{e,o}, \quad (32)$$

где в первом диапазоне

$$F_{e,o} = \frac{(v - \mu/2)(v + \mu/2 + \kappa_{e,o})}{(v + \mu/2)(v - \mu/2 - \kappa_{e,o})},$$

а во втором диапазоне

$$F_{e,o} = \frac{(v - \mu/2)(v + \mu/2 \mp \gamma_{e,o})}{(v + \mu/2)(v - \mu/2 \pm \gamma_{e,o})},$$

здесь верхний знак выбирается для симметричных ПВ (индекс e), а нижний – для антисимметричных ПВ (индекс o).

Принципиальное различие ПВ этих диапазонов заключается в том, что ПВ только во втором диапазоне мо-

гут затухать строго монотонно в глубину ФК при определенной связи постоянной распространения с характеристиками ФК и диэлектрической прослойки.

4.3. Монотонно затухающие ПВ

Монотонное затухание волны в глубину ФК происходит при условии выполнения дисперсионных уравнений

$$\gamma_{e,o} = \mu/2 \pm \nu. \quad (33)$$

В случае симметричной ПВ, которая монотонно затухает в ФК в области $|x| > a$, распределение поля принимает вид

$$H_p(x) = H_a \exp[\pm \gamma_e(x \pm a)], \quad (34)$$

а для антисимметричной ПВ –

$$H_p(x) = \pm H_a \exp[\pm \gamma_o(x \pm a)]. \quad (35)$$

Величины $\gamma_{e,o}$, определяемые выражениями (19) и (23) для симметричных и антисимметричных ПВ соответственно, имеют смысл коэффициентов затухания. Так как коэффициент затухания должен быть положительным, то возникают ограничения для постоянной распространения при монотонном затухании ПВ. В этом случае для симметричных ПВ должно выполняться требование $\tan(ka) > 0$, что приводит к ограничению диапазона изменения волновых чисел, например, в интервале $0 < k < \pi/2a$, а для антисимметричных ПВ должно выполняться требование $\cot(ka) > 0$, что приводит к ограничению диапазона изменения волновых чисел, в частности, в интервале $\pi/2a < k < \pi/a$.

Таким образом, дисперсионные уравнения (33) определяют такие связи постоянной распространения с физическими характеристиками слоистой структуры, при которых будет наблюдаться монотонное убывание амплитуды поля ПВ при удалении от границ раздела с диэлектрической прослойкой в глубину ФК.

В приближении $ka \ll 1$, которое можно называть длинноволновым, из дисперсионного уравнения (33) с учетом (19) для симметричных ПВ получается в явном виде зависимость постоянной распространения от физических характеристик слоистой структуры (закон дисперсии):

$$\beta^2 = \frac{n_p^2 n_L^2 (1 - a\mu)}{n_L^2 - n_p^2 a\mu}. \quad (36)$$

Коэффициент затухания симметричных длинноволновых ПВ

$$\gamma_e = \frac{ak_0^2 n_p^2 (n_L^2 - n_p^2)}{n_L^2 - n_p^2 a\mu}. \quad (37)$$

Для существования монотонно затухающих симметричных ПВ в длинноволновом диапазоне коэффициент преломления диэлектрической прослойки должен быть меньше невозмущенного показателя преломления ФК ($n_L < n_p$), а ширина диэлектрической прослойки должна быть связана с коэффициентом затухания в ФК и показателем преломления условием $a > n_L^2 / (\mu n_p^2)$.

В основном приближении при $a\mu \ll 1$ закон дисперсии (36) принимает более простой вид: $\beta^2 = n_p^2 (1 - a\mu)$.

Для существования ПВ с такой зависимостью постоянной распространения толщина диэлектрической прослойки должна быть меньше глубины проникновения ПВ в ФК. При фиксированной толщине диэлектрической прослойки выполнения этого условия можно достичь путем уменьшения ее температуры (т.к. $\mu \propto T$).

Период пространственных осцилляций внутри диэлектрической прослойки (31) в предельном случае определяется выражением

$$\Lambda_L = 2\pi / [k_0 \sqrt{n_L^2 - n_p^2 (1 - a\mu)}]. \quad (38)$$

С ростом температуры период Λ_L увеличивается. В основном порядке он будет определяться только показателем преломления диэлектрической прослойки.

Закон дисперсии длинноволновых монотонно затухающих антисимметричных ПВ также можно получить в явном виде из (33) с учетом (23):

$$\beta^2 = n_p^2 \left[1 + \frac{1}{a^2 k_0^2 n_L^2} \left(\frac{n_p^2}{n_L^2} - a\mu \right) \right]. \quad (39)$$

Для коэффициента затухания антисимметричных длинноволновых ПВ с учетом (23) имеем

$$\gamma_o = n_p^2 / (a n_L^2). \quad (40)$$

Отсюда вытекает, что глубиной проникновения антисимметричной ПВ длинноволнового диапазона $l_o = 1/\gamma_o = a n_L^2 / n_p^2$ в ФК можно напрямую управлять, подбирая толщину диэлектрической прослойки a и соотношение между невозмущенными показателями преломления слоистой структуры. Следовательно, вблизи диэлектрической прослойки малой толщины антисимметричная ПВ будет распространяться с локализацией большей доли энергии в более узких приповерхностных слоях. Такой же эффект сужения пространственной локализации энергии ПВ можно получить, подобрав величину отношения показателя преломления диэлектрической прослойки к невозмущенному показателю преломления ФК.

4.4. Характеристики затухающих с осцилляциями ПВ

Симметричные и антисимметричные ПВ, затухающие с осцилляциями, также существуют в двух диапазонах: при $n_L < \beta < \sqrt{n_p^2 - \mu^2/4k_0^2}$ и при $\beta < \min(n_L, \sqrt{n_p^2 - \mu^2/4k_0^2})$. В обоих случаях распределения поля в ФК имеют одинаковый характер (см. (25)), а внутри диэлектрической прослойки, как и для аperiodически затухающих ПВ, независимо от вида симметрии, распределение поля в первом диапазоне будет аperiodическим (см. (14) и (17)), тогда как во втором диапазоне поле имеет периодическое распределение по ширине диэлектрической прослойки (см. (21) и (24)).

Период пространственных осцилляций затухания поля в ФК с симметричным (антисимметричным) профилем первого диапазона определяется выражением

$$\Lambda_p = 2\pi/p = -2\pi \tan\phi / (\kappa_{e,o} + \mu/2). \quad (41)$$

При этом волна проникает в кристалл на расстояние $l = 2/\mu = e / (k_0^2 n_p^4 r_{\text{эф}} k_B T)$. С ростом температуры глубина локализации энергии затухающих с осцилляциями ПВ уменьшается. Период Λ_p фактически определяет период фото-

рефрактивной дифракционной решетки, формируемой полем ПВ вследствие фоторефрактивного эффекта, когда изменение распределения показателя преломления в такой дифракционной решетке представимо в виде $\Delta n_p \propto E^{sc}(x)$, где E^{sc} – индуцированное внутрикристаллическое поле, связанное с полем ПВ (25) [11]. В частности, в случае преобладания диффузионного механизма формирования нелинейного отклика для оценки Δn_p нами было использовано выражение (3).

Из дисперсионных уравнений (27) и (28) следует, что затухающие с осцилляциями ПВ первого диапазона могут существовать только при таких значениях фазы, для которых $\tan\varphi < 0$. Для существования затухающих с осцилляциями ПВ во втором диапазоне выполнения такого условия не требуется, что следует из дисперсионных уравнений (29) и (30).

В приближении $qa \ll 1$ из дисперсионного уравнения (27) получаем в явном виде закон дисперсии затухающих с осцилляциями симметричных ПВ первого диапазона:

$$\beta^2 = n_L^2 \frac{k_0^2 n_p^2 (a\mu + \tan^2\varphi) - \mu^2 (1 + \tan^2\varphi)/4}{k_0^2 (n_p^2 a\mu + n_L^2 \tan^2\varphi)}. \quad (42)$$

Для существования такой волны должно выполняться дополнительное условие

$$n_p^2 < \frac{\mu^2 (\tan^2\varphi + 1)}{4k_0^2 (\tan^2\varphi + a\mu)}.$$

В предельном случае $n_L \gg n_p$ в основном приближении закон дисперсии (42) принимает более простой вид:

$$\beta^2 = n_p^2 - \frac{\mu^2}{4k_0^2} (1 + \cot^2\varphi). \quad (43)$$

Период пространственных осцилляций затухания поля в ФК в этом предельном случае связан с коэффициентом затухания: $\Lambda_p = -4\pi \tan\varphi/\mu$. Отсюда следует, что с увеличением температуры слоистой структуры уменьшается как период пространственных осцилляций затухания поля в ФК, так и глубина его проникновения.

Из дисперсионного уравнения (28) в приближении $qa \ll 1$ в явном виде получаем закон дисперсии затухающих с осцилляциями антисимметричных ПВ первого диапазона:

$$\beta^2 = n_p^2 - \frac{\mu^2}{4k_0^2} - \left(\frac{\mu}{2} + \frac{n_p^2}{an_L^2} \right) \cot^2\varphi. \quad (44)$$

Для существования антисимметричных ПВ с учетом закона дисперсии (44) достаточно выполнения условия $\tan\varphi < 0$.

Период пространственных осцилляций затухания поля в ФК с симметричным профилем ПВ второго диапазона с учетом (29) имеет вид

$$\Lambda_p = 2\pi \tan\varphi/(\gamma_e - \mu/2). \quad (45)$$

Фаза $\varphi = 0$ соответствует случаю, когда коэффициенты затухания связаны ($\gamma_e = \mu/2$), а период осцилляций равен 2π . Отсюда с учетом (19) в длинноволновом приближении при $ka \ll 1$ получаем выражение для закона дисперсии симметричных ПВ второго диапазона в явном виде:

$$\beta^2 = n_L^2 \left(1 - \frac{\mu}{2ak_0^2 n_p^2} \right). \quad (46)$$

Следует отметить, что ПВ с нулевой фазой в первом диапазоне и антисимметричные длинноволновые ПВ во втором диапазоне не существуют.

Из (31) и (46) находим период пространственных осцилляций поля в диэлектрической прослойке для длинноволновых симметричных ПВ второго диапазона:

$$\Lambda_L = \pi \frac{n_p}{n_L} \sqrt{\frac{2a}{\mu}}. \quad (47)$$

Как следует из (47), этот период можно уменьшить путем повышения температуры при фиксированных показателях преломления и толщине диэлектрической прослойки. Из выражения (47) также следует, что чем толще диэлектрическая прослойка, тем больше период осцилляций поля внутри нее.

Для периода пространственных осцилляций затухания поля в ФК с антисимметричным профилем ПВ второго диапазона с учетом (30) имеем

$$\Lambda_p = -2\pi \tan\varphi/(\gamma_o + \mu/2). \quad (48)$$

Для таких длинноволновых ПВ период принимает вид

$$\Lambda_p = - \frac{4\pi an_L^2 \tan\varphi}{2n_p^2 + a\mu n_p^2}. \quad (49)$$

Для этих волн, как и для осциллирующих ПВ первого диапазона, должно выполняться условие $\tan\varphi < 0$. Из (49) следует, что период пространственных осцилляций можно регулировать, изменяя температуру и отношение показателя преломления диэлектрической прослойки к невозмущенному показателю преломления ФК. При фиксированных показателях преломления увеличение температуры приводит к уменьшению периода пространственных осцилляций затухания амплитуды ПВ в ФК.

5. Заключение

Установлено, что вдоль диэлектрической прослойки внутри фоторефрактивного кристалла могут распространяться поверхностные волны ТМ поляризации, различающиеся характером затухания и симметрией профиля поля. Волны одного вида затухают при удалении от границ раздела без осцилляций в глубине фоторефрактивного кристалла, а другого – затухают с осцилляциями. Волны первого вида могут затухать монотонно при определенных условиях связи постоянной распространения, коэффициентов преломления и других физических характеристик слоев.

Поверхностные ТМ волны могут существовать в четырех различных диапазонах значений постоянной распространения β :

1) при $\max(n_L, \sqrt{n_p^2 - \mu^2/4k_0^2}) < \beta < n_p$ поле ПВ убывает без осцилляций в ФК и аperiодически распределено внутри диэлектрической прослойки;

2) при $\sqrt{n_p^2 - \mu^2/4k_0^2} < \beta < \min(n_L, n_p)$ поле ПВ убывает без осцилляций в ФК и имеет периодическое распределение внутри диэлектрической прослойки;

3) при $n_L < \beta < \sqrt{n_p^2 - \mu^2/4k_0^2}$ поле ПВ убывает с осцилляциями в ФК, его распределение внутри диэлектрической прослойки аperiодическое;

4) при $\beta < \min(n_L, \sqrt{n_p^2 - \mu^2/4k_0^2})$ поле ПВ убывает с осцилляциями в ФК и периодически распределено внутри диэлектрической прослойки.

В каждом из указанных диапазонов существуют симметричные относительно центра диэлектрической прослойки ПВ с совпадающими амплитудами на левой и правой границах раздела и антисимметричные – с амплитудами, одинаковыми по абсолютной величине и противоположными по знаку. Фактически такие типы ПВ соответствуют синфазным и противофазным колебаниям поля на границах прослойки.

Реализация требуемого режима распространения ПВ ТМ поляризации может осуществляться в результате перехода β из одного диапазона в другой путем изменения температуры рассматриваемой слоистой структуры.

Для всех рассмотренных в работе типов ПВ аналитически определены их характеристики и получены дисперсионные уравнения. Найдены зависимости постоянной распространения от характеристик ФК и диэлектрической прослойки для «длинноволнового» режима распространения ПВ, а также указаны условия их существования.

Определены глубина проникновения ПВ в ФК и периоды их осцилляций в ФК и внутри диэлектрической прослойки для рассматриваемых типов волн. Показано, что увеличение температуры приводит к уменьшению глубины локализации энергии затухающих с осцилляциями ПВ, а также к уменьшению периода пространственных осцилляций затухания поля в ФК и в диэлектрической прослойке.

Полученные в работе оценки периодов осцилляций позволяют учесть влияние размеров диэлектрической прослойки с целью управления параметрами формируемой фоторефрактивной дифракционной решетки, которые следует учитывать при проектировании оптоэлектронных элементов из слоистых кристаллических структур с фоторефрактивным эффектом.

Возможность существования волн с осциллирующим затуханием амплитуды поля принципиально отличает гетероструктуры на основе оптических сред с фоторефрактивным эффектом от слоистых структур, состоящих из других оптических сред. Указанные в работе способы подавления осцилляций и регулировки глубины локализации

энергии поля вдоль слоев могут быть полезны при разработке различных оптических устройств, основанных на использовании фоторефрактивных свойств кристаллов в многослойных структурах.

1. Zhang D., Li Z., Hu W., Cheng B. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2431 (1995).
2. Strudley T., Bruck R., Mills B., Muskens O.L. *Light: Science & Applications*, **3**, e207 (2014).
3. Naim B.A. *Chin. J. Phys.*, **55**, 2384 (2017).
4. Zhong N., Wang Z., Chen M., Xin X., Wu R., Cen Y., Li Y. *Sensors and Actuators B: Chem.*, **254**, 133 (2018).
5. Petersen P.M., Marrakchi A., Buchhave P., Andersen P.E. *Photorefractive Devices, Ferroelectrics*, **174**, 149 (1995).
6. Canoglu E., Yang C.M., Garmire E. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 316 (1996).
7. Jensen S.J. *Spatial Structures and Temporal Dynamics in Photorefractive Nonlinear Systems* (Roskilde, Denmark, 1999).
8. Buse K., Denz C., Krolikowski W. *Appl. Phys. B*, **95**, 389 (2009).
9. Bettella G., Zamboni R., Pozza G., Zaltron A., Montevecchi C., Pierno M., Mistura G., Sada C., Gauthier-Manuel L., Chauvet M. *Sensors and Actuators B*, **282**, 391 (2019).
10. Kip D. *Appl. Phys. B*, **67**, 131 (1998).
11. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
12. Виноградов А.П., Ерохин С.Г., Грановский А.Б., Инюе М. *Радиотехника и электроника*, **49**, 726 (2004).
13. Агравал Г.П. *Нелинейная волоконная оптика* (Москва: Мир, 1996).
14. Беспрозванных В.Г., Первадчук В.П. *Нелинейные эффекты в волоконной оптике* (Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политех. ун-та., 2011).
15. Kivshar Y.S., Agrawal G.P. *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (San Diego: Academic Press, 2003).
16. Белый В.Н., Хило Н.А. *Письма в ЖТФ*, **20**, 40 (1994).
17. Белый В.Н., Хило Н.А. *Письма в ЖТФ*, **23**, 31 (1997).
18. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., Lou C.B., Hu Z.J., Shao W.W., Xu Y.H., Kang H.Z., Yang J., Yang D.P., Feng L., Xu J.J. *Phys. Rev. A*, **76**, 013827 (2007).
19. Четкин С.А., Ахмеджанов И.М. *Квантовая электроника*, **41**, 980 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 980 (2011)].
20. Усиевич Д.Х., Нурлигареев Б.А., Сычугов В.А., Ивлева Л.И., Лыков П.А., Богодаев Н.В. *Квантовая электроника*, **40**, 437 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 437 (2010)].
21. Усиевич Д.Х., Нурлигареев Б.А., Сычугов В.А., Ивлева Л.И. *Квантовая электроника*, **41**, 924 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 924 (2011)].
22. Усиевич Д.Х., Нурлигареев Б.А., Сычугов В.А., Ивлева Л.И. *Квантовая электроника*, **43**, 14 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 14 (2013)].
23. Шандаров С.М., Шандаров Е.С. *Письма в ЖТФ*, **23** (15), 30 (1997).