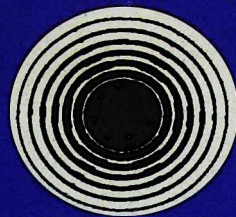


ФИЗИКА • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

43, N3, 2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

43

№ 3

ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2008

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

УДК 535.14

ФОТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ФУНКЦИИ ВИГНЕРА В ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Н.О. АДАМЯН¹, Г.Ю. КРЮЧКЯН^{1, 2}

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 12 ноября 2007 г.)

Исследована проблема приготовления фотонных состояний из двух коррелированных мод субгармоник, полученных в импульсном режиме оптического параметрического генератора. Вследствие квантовой корреляции детектирование n -фотонных фоковских состояний одной из мод проектирует другую моду также в n -фотонное состояние. Вычислены условные функции Вигнера, отрицательные части которых описывают приготовленные фотонные состояния, для случаев одно-, двух- и трехфотонных схем измерений.

1. Введение

Известно, что квантовые состояния системы могут быть полностью описаны функцией Вигнера в фазовом пространстве [1]. Эта функция может быть экспериментально измерена методом гомодинной квантовой томографии [2]. Одним из наиболее характерных свойств функции Вигнера является то, что она может иметь также отрицательные значения в некоторых областях фазового пространства и для специфических квантовых состояний. Отрицательность функций Вигнера отражает сильно выраженный квантовый характер системы. Характерные примеры – это фоковские состояния с определенными числами фотонов и суперпозиционные состояния, для которых функции Вигнера имеют отрицательные части (см., напр., [1]).

В последние годы функция Вигнера была измерена для состояний пары фотонов, полученных в процессе параметрической генерации или в процессе конверсии вниз ($\hbar\omega \rightarrow \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$). В этом процессе два коррелированных пучка фотонов используются для приготовления фотонных состояний методом условных измерений. Согласно этому методу, измерение n -фотонов в одной из коррелированных мод проектирует другую моду в n -фотонное фоковское состояние, которое исследуется путем квантовой томографии. Такие измерения были недавно проведены в двух группах, для случаев однофотонных фоковских состояний [3,4] и для двухфотонных состояний [5]. Приготовленные таким образом состояния были исследованы посредством функций Вигнера, методом гомодинной томографии.

В настоящей работе проблема приготовления фотонных состояний исследуется для двухмодовых световых импульсов, полученных в оптическом параметрическом генераторе

(ОПГ). Рассматривается пульсирующий ОПГ, т.е. ОПГ, основанный на параметрическом преобразовании частоты II типа в оптическом резонаторе, в котором генерируются две моды с взаимно-ортогональными поляризациями и с одинаковыми частотами под действием периодической последовательности лазерных импульсов. Квантовая теория такого параметрического генератора развита в работах [6,7]. В нашей предыдущей работе [8] были исследованы перепутанные состояния Эйнштейна–Подольского–Розена (ЭПР), а также эффекты корреляции фотонов, в ОПГ под действием лазерных импульсов с гауссовской временной огибающей. Таким образом, настоящая работа является продолжением работ [7,8] и посвящена исследованию схем условных измерений для случаев с детектированием одно-, двух- и трехфотонных состояний. Главной особенностью является то, что в отличие от работ [4-6], здесь проблема исследуется с учетом эффектов диссипации и усиления мод субгармоник.

2. Вычисление функции Вигнера для условных измерений

Мы рассматриваем ОПГ, основанный на преобразовании частоты вниз с фазовым синхронизмом второго порядка. Под действием поля лазерных импульсов с несущей частотой ω_L и с гауссовской огибающей импульсов

$$E_L(t, z) = E_{0L} f(t) e^{-i(\omega_L t - k_L z)}, \quad (1)$$

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-(t - nT)^2 / T^2}, \quad (2)$$

генерируются субгармоники с несущими частотами $\omega_L / 2$ взаимно-ортогональных поляризаций. Сохранение энергий на несущих частотах и фазовый син-

хронизм записываются как $\omega_L \rightarrow \frac{\omega_L}{2} (\uparrow) + \frac{\omega_L}{2} (\rightarrow)$ и $k_L(\omega_L) - k_1(\omega_1) - k_2(\omega_2) \approx 0$

($\omega_1 = \omega_2 = \omega_L / 2$). Здесь T обозначает продолжительность импульсов, а τ – интервал между импульсами.

Мы вычисляем условную функцию Вигнера для световых импульсов одной из мод (обозначена как (1)), если другая мода (обозначена как (2)) измерена как n -фотонное фоковское состояние $|\Psi_n(2)\rangle$. Когда детектируется $|\Psi_n(2)\rangle$ состояние моды (2), тогда сигнальная мода (1) проектируется в квантовое состояние, которое описывается следующей матрицей плотности:

$$\rho_1(n) = \frac{\langle \Psi_n(2) | \rho | \Psi_n(2) \rangle}{\text{Sp}_1(\langle \Psi_n(2) | \rho | \Psi_n(2) \rangle)}. \quad (3)$$

Величина ρ обозначает матрицу плотности двух мод субгармоник, которая удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & \frac{1}{i\hbar} [H_{eff}, \rho] + \sum_{i=1}^3 (2b_i \rho b_i^+ - b_i^+ b_i \rho - \rho b_i^+ b_i) + \\ & + \frac{k^2}{\gamma_3} (2b_1 b_2 \rho b_1^+ b_2^+ - b_1^+ b_1 b_2^+ b_2 \rho - \rho b_1^+ b_1 b_2^+ b_2). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь эффективный гамильтониан параметрического взаимодействия мод имеет следующий вид:

$$H_{eff} = i\hbar \frac{E_{0L} k f(t)}{\gamma_3} (e^{i\Phi_k} b_1^+ b_2^+ - e^{-i\Phi_k} b_1 b_2), \quad (5)$$

где k обозначает коэффициент параметрического взаимодействия с фазой Φ_k , а γ_3 и $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ – параметры затухания мод накачки и субгармоник, соответственно.

Функция Вигнера вычисляется по формуле

$$W(n; r, \theta) = \sum_{m, p} \langle m(1) | \rho_1(n) | p(1) \rangle W_{pm}(r, \theta), \quad (i = 1, 2) \quad (6)$$

через условную матрицу плотности $\rho_1(n)$, где $|m(1)\rangle$, $|p(1)\rangle$ – фотонные состояния моды (1) и W_{pm} – матричный элемент характеристической функции. Система является диссипативной из-за квантовых флуктуаций и затухания мод в резонаторе, поэтому выражение (6) является довольно сложным и может быть исследовано только численными методами. Вычисления проводятся на основе метода диффузии квантового состояния, в котором матрица плотности $\rho(t)$ системы выражается через ансамбль квантовых траекторий. Детали вычисления этим методом некоторых оптических систем приведены в работах [9-12].

3. Функции Вигнера для приготовленных фотонных состояний

В этом разделе приведены результаты вычислений на основе формул (3), (4), (5) для условных функций Вигнера $W(1; r, \theta)$, $W(2; r, \theta)$ и $W(3; r, \theta)$, соответствующих трем различным схемам условных измерений, когда, регистрируя моду (2), детектируется либо состояние $|\Psi_1(2)\rangle$, либо $|\Psi_2(2)\rangle$ или $|\Psi_3(2)\rangle$. Функции $W(1; r, \theta)$ и $W(2; r, \theta)$ уже исследованы теоретически и экспериментально в работах [3-5]. Здесь мы исследуем эти величины в рамках полной квантовой теории пульсирующего ОПГ [7,8] с учетом эффектов затухания мод субгармоник. Наряду с этими величинами мы приведем также функцию Вигнера $W(3; r, \theta)$, соответствующую трехфотонному детектированию.

Для полноты изложения, вначале рассмотрим функцию Вигнера одной из мод субгармоник (1) для стандартной схемы измерения, когда детектируется мода (1), а по другой моде имеет место простое усреднение. Вычисление проводится по формуле (6), где необходимо использовать матрицу плотности $\rho_1 = \text{Sp}_{(2)}(\rho)$.

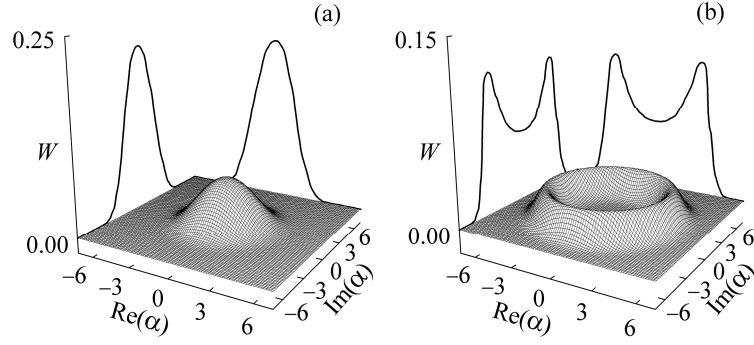


Рис.1. Функция Вигнера для одной из мод, для двух интервалов времени, соответствующих областям малых (a) и больших (b) чисел фотонов в каждом из импульсов. Использованы следующие параметры: $\lambda = 0.05\gamma$, $\tau = 4\gamma^{-1}$, $T = \gamma^{-1}$ и режим выше порога генерации $\chi = 1.3\chi_{th}$, $\chi_{th} = (\gamma\gamma_3/\sqrt{\pi k})(\tau/T)$.

Результаты вычислений для функции Вигнера и соответствующих распределений квадратурных амплитуд моды (1) (см. [8]) приведены на рис.1 для двух различных интервалов времени. Как мы видим, функции Вигнера обладают радиальной симметрией и положительны во всей фазовой плоскости.

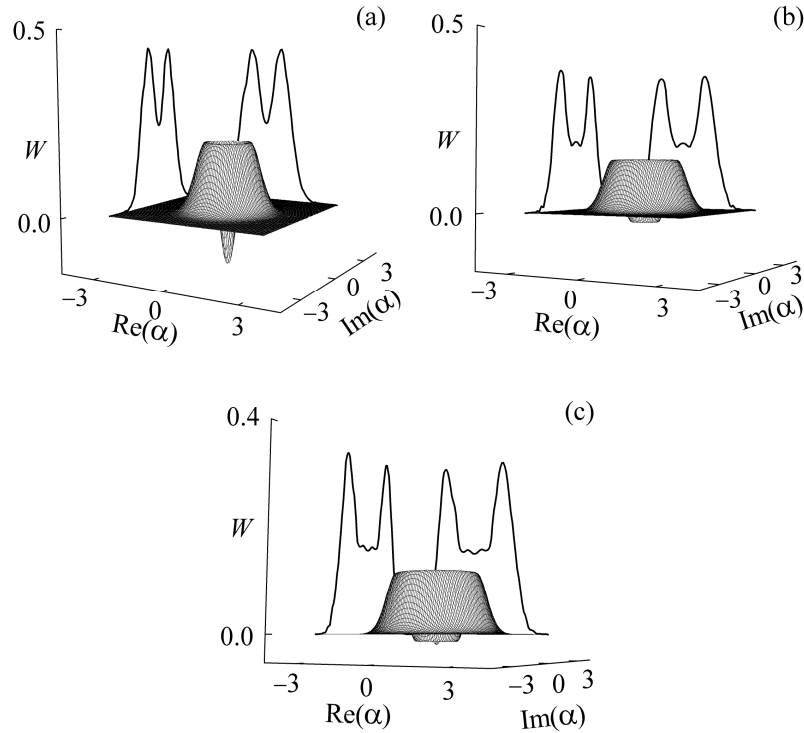


Рис.2. Условные функции Вигнера и распределения квадратурных амплитуд для случаев $n=1$ (a), $n=2$ (b), $n=3$ (c) и для следующих значений параметров: $\lambda = 0.05\gamma$, $\chi = 0.5\chi_{th}$, $\chi_{th} = \frac{\gamma\gamma_3}{\sqrt{\pi k}} \frac{\tau}{T}$, $\tau = 4\gamma^{-1}$, $T = \gamma^{-1}$.

Перейдем теперь к исследованию условных функций Вигнера. Результаты приведены на рис.2 для режима ОПГ ниже порога генерации и для тех временных интервалов в области T , где отрицательность функций является максимальной. Действительно, как мы видим, все три условные функции Вигнера имеют отрицательные части в фазовой плоскости и обладают радиальной симметрией, как и функция Вигнера, соответствующая стандартному измерению (см. рис.1). Наиболее сильно отрицательность выражена для функции $W(1; r, \theta)$, которая соответствует детектированию однофотонного фоковского состояния в моде (2).

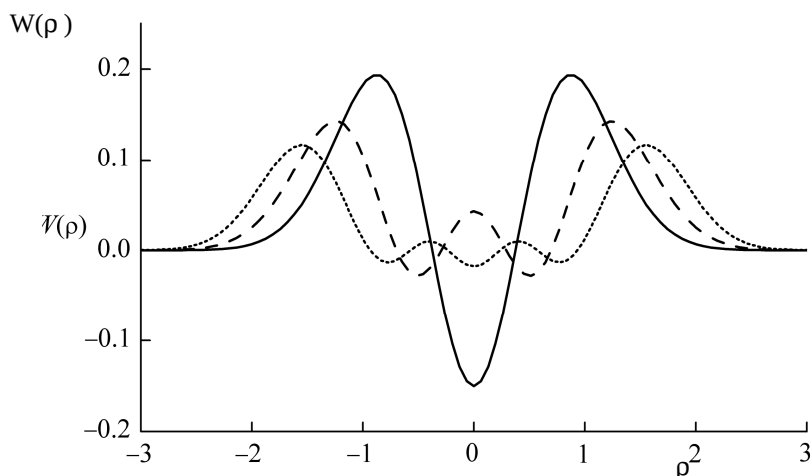


Рис.3. Зависимость функций Вигнера $W(1)$, $W(2)$ и $W(3)$ от радиального параметра для следующих значений параметров: $\lambda = 0.05\gamma$, $\chi = 0.5\chi_{th}$, $\tau = 4\gamma^{-1}$, $T = \gamma^{-1}$; непрерывная линия ($n=1$), пунктир ($n=2$), точечная линия ($n=3$).

На рис.3 приведены результаты для зависимости функций Вигнера от реального параметра ρ для тех же параметров, что и на рис.2. Отметим, что результаты на рис.2a,b и на рис.3, соответствующие схемам условных измерений с детектированием однофотонного или двухфотонных фоковских состояний в моде (2), совпадают в основном с результатами, полученными в [3-5]. Отличие состоит в том, что отрицательность функций Вигнера, которая соответствует квантовой интерференции, меньше выражена в нашей схеме ОПГ по сравнению со случаем параметрического преобразования частоты. Что касается функции Вигнера $W(3)$, то форма интерференции здесь имеет более сложный характер, чем в одно- и в двухфотонном случаях. Существенно, что отрицательность функции Вигнера проявляется также в режиме генерации в окрестности порога и выше порога. Детальное обсуждение этого режима будет приведено в следующих работах.

Работа была поддержана грантами NFSAT/CRDF No. UCEP-02/07 и ANSEF No. 666-PS-Opt.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.P.Schleich.** Quantum Optics in Phase Space. Berlin, Wiley-VCH, (2001).
2. **D.T.Smithey, M.Beck, M.G.Raymer, A.Faridani.** Phys. Rev. Lett., **70**, 1244 (1993); **D.T.Smithey, M.Beck, M.Belsley, M.G.Raymer,** ibid., **69**, 2650 (1992); **A.Lvovsky, M.G.Raymer.** e-print quantph/0511044.
3. **A.I.Lvovsky, H.Hansen, T.Aichele, O.Benson, J.Mlynek, S.Schiller.** Phys. Rev. Lett., **87**, 050402 (2001).
4. **A.Zavatta, S.Viciani, M.Bellini.** Phys. Rev. A, **70**, 053821 (2004).
5. **A.Ourjoumtsev, R.Tualle-Broui, P.Grangier.** Phys. Rev. Lett., **96**, 213601 (2006).
6. **G.Yu.Kryuchkyan, H.H.Adamyan.** Strong Entanglement of Bright Light Beams in Controlled Quantum Systems. NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, vol. **189**, Springer, New York, 2005, p.105.
7. **H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **74**, 023810 (2006).
8. **Н.О.Адамян, Г.Ю.Крючкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 91 (2008).
9. **S.T.Gevorkyan, N.T.Muradyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **61**, 043805 (2000).
10. **H.H.Adamyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **63**, 022102 (2001).
11. **S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. Lett., **88**, 094101 (2002).
- S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev A, **68**, 013823 (2003).

ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՎ ՎԻԳՆԵՐԻ ՖՈԻՆԿՑԻԱՆԵՐԸ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՅԻ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Ն.Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Գ.ՅՆԼ. ԿՐՅՈՒԿՅԱՆ

Հետազոտված է իմպուլսային ռեժիմում աշխատող օպտիկական պարամետրական գեներատորի ճառագայթած երկու կոռելյացված սուբհարմոնիկ մոդերից ֆոտոնային վիճակների պատրաստման խնդիրը: Քվանտային կոռելյացիաների հետևանքով մոդերից մեկի n -ֆոտոնային Ֆոկի վիճակի չափումը երկրորդ մոդը նույնպես պրոյեկտում է n -ֆոտոնային վիճակի: Հաշվարկված են պատրաստված ֆոտոնային վիճակները նկարագրող, բացասական արժեքներ պարունակող պայմանական Վիգների ֆունկցիաները մեկ-, երկու- և երեքֆոտոնային վիճակների սխեմաների դեպքերում:

PHOTON STATES AND WIGNER FUNCTIONS IN PARAMETRIC GENERATION

N.H. ADAMYAN, G.Yu. KRYUCHKYAN

The problem of photon state-preparation from two correlated subharmonic modes generated in pulsed optical parametric oscillator is studied. Due to quantum correlations the detection of n -photon Fock states in one of modes projects the other mode into the n -photon state as well. Conditional Wigner functions describing prepared photon states for cases of one-, two- and three-photon schemes which include negative values, are calculated numerically.

УДК 335.421

ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ТОЛСТЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ

Г.Г. ЗАХАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 14 декабря 2007 г.)

Рассмотрена дифракция света на толстых анизотропных голографических средах. Решения для амплитуды волны, дифракционной эффективности и угловой расстройки приведены для отражательной геометрии в случае модуляции показателя преломления. Проведено также сравнение с изотропной теорией Когельника.

1. Введение

Теоретические исследования для понимания дифракции света на толстых решетках предприняты многими учеными [1-3]. Дифракция света на изотропных средах для толстых решеток развита в теории связанных волн Когельника [1]. Та же теория для анизотропных толстых сред была представлена Монтемезани и Згоником [2]. Для анизотропных сред, в частности, для полимерно-диспергированных жидких кристаллов (ПДЖК), угловая селективность и эффект асимметрии для пропускающих решеток представлены нашей группой в [3]. Довольно хорошо изучены дифракционные характеристики решеток такого типа. В частности, в наших предыдущих работах исследованы поляризационные и температурные свойства голографических ПДЖК решеток [4-6]. Авторы работы [2] также рассмотрели дифракцию анизотропных решеток в отражательной геометрии. Но условие Брэгга имеет другую форму по сравнению с теорией Когельника. В реальном эксперименте мы измеряем дифракционную эффективность в зависимости от падающего угла. При таком определении условия Брэгга, для сравнения численных результатов теоретических расчетов, сделанных в [2], с экспериментальными результатами требуются громоздкие перерасчеты, что создает неудобства. Поэтому становится необходимым создать теорию анизотропной голограммы аналогично теории связанных волн Когельника. Для пропускающих решеток подобная теория рассмотрена в работе [3].

В данной работе представлена теория связанных волн для толстых анизотропных голографических сред. Рассмотрена отражательная голографическая решетка, которая характеризуется тем, что дифракционный и прошедший пучки исходят из противоположных поверхностей ячейки. Решены уравнения связанных волн и рассмотрены дифракционная эффективность и селективность угловой расстройки.

2. Анализ связанных волн

Рассмотрим анизотропную среду, в которой зафиксирована толстая голографическая решетка с модуляцией показателя преломления. Будем предполагать, что тензор диэлектрической проницаемости можно представить следующим образом:

$$\varepsilon = \varepsilon^0 + \varepsilon^1 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r}), \quad (1)$$

где верхние индексы 0 и 1 означают, соответственно, постоянную и модуляционную часть диэлектрической проницаемости, $|\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$ – волновой вектор решетки, который считаем параллельным поверхности решетки. Суммарное электрическое поле в среде дается суммой двух волн – прошедшей и дифрагированной:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_i \exp(i\mathbf{k}_i \mathbf{r}) + \mathbf{E}_d \exp(i\mathbf{k}_d \mathbf{r}). \quad (2)$$

Это поле удовлетворяет не зависящему от времени векторному волновому уравнению:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0. \quad (3)$$

В (2) $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_d$ являются волновыми векторами падающей и дифрагированной волны, соответственно. Как и в [1], условие Брэгга представим в виде

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d, \quad (4)$$

и, следовательно, фазовую расстройку от брэгговского условия можно охарактеризовать следующим параметром [3]:

$$\Delta = \frac{k_d^2 - k_i^2}{2k_i}. \quad (5)$$

Продолжая анализ уравнений связанных волн, подставим уравнения (1) и (2) в волновое уравнение (3). После некоторых математических преобразований уравнение связанных волн можно представить в виде [1,3]

$$\begin{cases} E'_i = -i\chi_i E_d, \\ E'_d + i\Delta_1 E_d = -i\chi_d E_i, \end{cases} \quad (6)$$

где введено обозначение

$$\Delta_1 = -\frac{k_i g_d \Delta}{k_d \cos \varphi_d}, \quad (7)$$

а $\chi_{i,d}$ являются параметрами связи и имеют вид

$$\chi_{i,d} = \frac{k_0 A}{4n_{i,d} g_{i,d} \cos \varphi_{i,d}}. \quad (8)$$

Остальные параметры суть $A = \mathbf{e}_i \varepsilon^1 \mathbf{e}_d$ – глубина модуляции, $\mathbf{e}_{i,d}$ – единичные векторы по направлениям электрического поля падающей и дифрагированной волн, $n_{i,d}$ – показатели преломления среды для падающей и дифрагированной волн, $\varphi_{i,d}$ – углы между векторами

электрического поля и главной оптической осью решетки для падающей и дифрагированной волн, $g_{i,d}$ – косинусы углов между волновыми векторами и вектором Пойнтинга.

Решение уравнений связанных волн ищем в следующем виде [3]:

$$\begin{aligned} E_i &= E_i^{01} \exp(\gamma_1 y) + E_i^{02} \exp(\gamma_2 y), \\ E_d &= E_d^{01} \exp(\gamma_1 y) + E_d^{02} \exp(\gamma_2 y). \end{aligned} \quad (9)$$

Для отражательных решеток граничные условия даются как

$$E_i(0) = 1, \quad E_d(d) = 0. \quad (10)$$

Окончательное решение для амплитуды дифракционной волны при $y = 0$ представим с помощью хорошо известных параметров ξ и v (см. [1]):

$$E_d = \frac{\chi_d d}{\xi - i\sqrt{-\xi^2 - v^2} \coth \sqrt{-\xi^2 - v^2}}. \quad (11)$$

Здесь d – толщина дифракционной решетки,

$$\xi = \frac{n_i g_d d \Delta}{2n_d \cos(\varphi_d)} \quad (12)$$

является параметром, который описывает фазовую расстройку от условия Брэгга, а

$$v = d \sqrt{\chi_i \chi_d} \quad (13)$$

является параметром, описывающим глубину модуляции и связь между прошедшей и дифрагированной волнами. Дифракционную эффективность определим как отношение дифрагированной и входной интенсивностей [3]:

$$\eta = \frac{E_d(0) E_d^*(0)}{E_i(0) E_i^*(0)} \frac{n_d g_d \cos \varphi_d}{n_i g_i \cos \varphi_i}. \quad (14)$$

Подставив (11) в определение дифракционной эффективности, получим выражение

$$\eta = \frac{1}{\left(\frac{\xi}{v}\right)^2 - \left(\left(\frac{\xi}{v}\right)^2 + 1\right) \coth^2 \sqrt{-\xi^2 - v^2}}. \quad (15)$$

Для изотропных материалов Когельник получил следующую формулу для дифракционной эффективности [1]:

$$\eta = \frac{1}{1 + \left(1 - \left(\frac{\xi}{v}\right)^2\right) / \operatorname{sh}^2 \sqrt{v^2 - \xi^2}}. \quad (16)$$

3. Сравнение с изотропной теорией

Сравним теоретическую формулу для дифракционной эффективности с экспериментальными результатами. Для этого нужно только подставить необходимые параметры решетки в уравнение (15), как это сделано для толстых пропускательных ПДЖК дифракционных решеток [3-6]. Автору неизвестны подобные экспериментальные результаты, поэтому здесь не проведено сравнение такого типа.

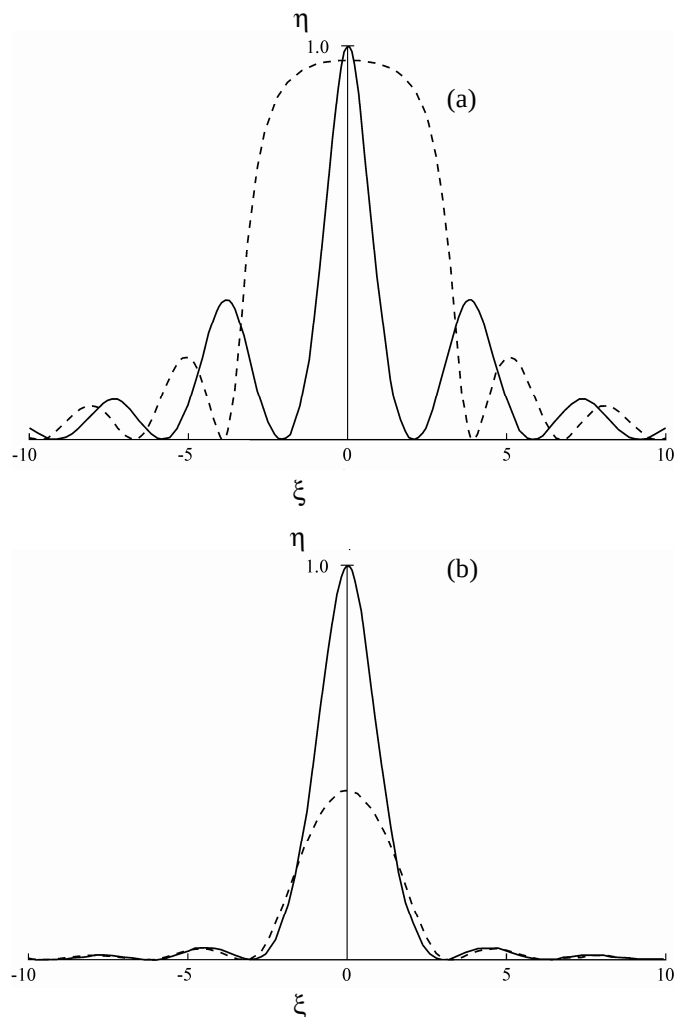


Рис.1. Дифракционная эффективность η в зависимости от параметра ξ для $\nu = 3\pi/4$ (a) и $\nu = \pi/4$ (b). Сплошная кривая – анизотропная решетка, пунктирная кривая – изотропная решетка (теория Когельника).

Однако, есть возможность сравнить дифракционную эффективность для анизотропных и изотропных решеток. На рис.1 представлены зависимости дифракционной эффективности от параметра ξ для двух разных значений параметра ν . Пунктирными кривыми представлена эта зависимость для изотропной теории Когельника [1]. Как и в

пропускающих решетках, заметно, что и в нашем случае дифракционная эффективность анизотропной решетки выше, чем для изотропной решетки.

4. Заключение

Итак, представлена теория связанных волн, подобная изотропной теории, разработанной Когельником. С помощью этой теоретической модели можно получить дифракционную эффективность в зависимости от угла падения, который измеряется в эксперименте. Кроме того, проведено сравнение с изотропной теорией.

Автор благодарен проф. Р.С.Акопяну за плодотворные обсуждения. Исследования, представленные в настоящей работе, стали возможны, в частности, благодаря гранту GRASP 06/06, предоставленному NFSAT и CRDF для СНГ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Kogelnik.** Bell Syst. Tech. J., **48**, 2909 (1969).
2. **G.Montemezzani, M.Zgonik.** Phys. Rev. E, **55**, 1035 (1997).
3. **R.S.Hakobyan, A.V.Galstyan, T.V.Galstyan.** JETP, **99**, 101 (2004).
4. **Р.С.Акопян, А.В.Галстян, Г.Г.Захарян, Ю.С.Чилингарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 187 (2004).
5. **Р.С.Акопян, А.В.Галстян, Г.Г.Захарян, Ю.С.Чилингарян.** ЖТФ, **75**, 55 (2005).
6. **Р.С.Акопян, А.В.Галстян, Г.Г.Захарян, Н.Ф.Варданян, Ю.С.Чилингарян.** ЖТФ, **76**, 74 (2006).

ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՍՏ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՆՈՂ
ՀՈԼՈԳՐԱՖԻԿ ՑԱՆՑԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Գ.Գ. ԶԱԽԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է լույսի դիֆրակցիան հաստ անիզոտրոպ հոլոգրաֆիկ միջավայրերում: Ալիքի ամպլիտուդի, դիֆրակցիոն էֆեկտիվության և անկյունային ապալարքի լուծումները բերված են անդրադարձնող երկրաչափության համար բեկման ցուցչի մոդուլյացիայի դեպքում: Բերված է նաև համեմատություն Կոգելնիկի իզոտրոպ տեսության հետ:

THEORY OF LIGHT DIFFRACTION IN THICK ANISOTROPIC REFLECTION HOLOGRAPHIC GRATINGS

G.G. ZAKHARYAN

The light diffraction in thick anisotropic holographic media is studied. Solutions for the wave amplitudes, diffraction efficiencies, and angular mismatch sensitivities are given in the reflection geometry for the case of refractive index modulation. A comparison with Kogelnik's isotropic theory is made.

УДК 621.372

ЭФФЕКТ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА ОТ СЛОЯ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ИНДУЦИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ШАГА СПИРАЛИ

Р.Б. АЛАВЕРДЯН, К.Р. АЛЛАХВЕРДЯН, А.А. ГЕВОРГЯН,
С.Ц. НЕРСИСЯН, А.Д. ЧИЛИНГАРЯН, Ю.С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 30 января 2008 г.)

Экспериментально показана возможность индуцирования внешним электрическим полем планарного дефекта в плоской структуре холестерического жидкого кристалла. Приведены результаты экспериментального исследования поведения коэффициента селективного отражения (пропускания) света от слоя холестерического жидкого кристалла при индуцировании в нем планарного дефекта.

1. Введение

В последнее время наблюдается интерес исследователей к холестерическим жидким кристаллам (ХЖК), обладающим областью селективного отражения света в видимой области спектра [1-3]. Это обусловлено перспективой создания на их базе управляемых низкопороговых оптоэлектронных устройств нового поколения, планарных оптических элементов, систем управления света светом, оптических диодов и т.д. С этой точки зрения особый интерес представляют ХЖК с дефектами в структуре [4,5].

Как показано в работах [6-8], каким-то способом образованный в структуре ХЖК дефект приводит к возникновению дефектных мод в запрещённой зоне ХЖК. Наличие этих мод в структуре ХЖК можно использовать для проектирования ряда оптических приборов, например, узкополосного светофильтра, оптического диода, низкопорогового лазера и т.д. Возможны разные геометрии и способы создания дефектов в структуре ХЖК. Этого, в частности, можно достичь размещением между двумя слоями ХЖК с однородным шагом спирали какой-либо изотропной или анизотропной среды [9], скачкообразным вращением спирали ХЖК на границе двух слоёв [10], локальным изменением шага спирали ХЖК [11,12], созданием градиента шага холестерической спирали [13] и т.д.

Известно, что жидкие кристаллы, в том числе ХЖК, обладают высокой чувствительностью к таким внешним воздействиям, какими являются статические электрические, магнитные и световые поля, механические колебания, тепловые и гидродинамические потоки и др. Вследствие этого в слое ХЖК внешними воздействиями могут быть индуцированы различного рода дефекты. В частности, при соответствующей

геометрии эксперимента, когда искажение распределения директора ХЖК происходит в плоскости, параллельной стенкам ячейки, внешним статическим электрическим полем внутри слоя ХЖК может быть создан планарный дефект. Важно также отметить, что параметрами таких индуцированных дефектов можно легко управлять теми же внешними воздействиями.

В нашем эксперименте планарный дефект в структуре ХЖК был создан посредством разности потенциалов между помещёнными в ХЖК-ячейку электродами. Такую ХЖК-ячейку можно рассматривать как трёхслойную систему: два слоя ХЖК и переориентированный под воздействием внешнего электрического поля (искаженный, но по-прежнему анизотропный) слой между ними. При превышении некоторого порогового значения напряженности электрического поля вследствие переориентации молекул происходит локальное по толщине слоя изменение шага спирали ХЖК, тем самым в его структуре создаётся планарный дефект.

Таким образом, экспериментально подтверждается возможность индуцирования внешним электрическим полем планарного дефекта в слое ХЖК. В настоящей работе приведены также результаты экспериментального исследования поведения коэффициента селективного отражения (пропускания) света от слоя ХЖК при индуцировании в нём планарного дефекта.

2. Эксперимент

В эксперименте использовалась ячейка типа «сэндвич» (рис.1а). Стекланные подложки (1) были тщательно очищены. После этого подложки, на которые были нанесены полимерные покрытия, обрабатывались для планарной ориентации молекул ЖК. Зазор между подложками задавался двумя парами тефлоновых прокладок (2) толщиной по ~ 10 мкм, между которыми были установлены тонкие ($\sim 0,5$ – 1 мкм) металлические электроды (3). Пространство между подложками заполнялось смесью ХЖК: холестерил пеларгонат+холестерил олеат+нематический жидкий кристалл (НЖК) Е-7 в весовом соотношении, соответственно, 30:60:10. Выбранный таким образом состав ХЖК при температурах $20 \div 25$ °C для нормально падающего на слой излучения с левой круговой поляризацией обладал областью селективного отражения в видимом диапазоне спектра. Для такого раствора температура фазового перехода ХЖК–изотропная жидкость, определенная по просветлению неориентированного образца, составляла ~ 57 °C.

Схема эксперимента для создания планарного дефекта в слое ХЖК и исследования коэффициентов отражения и пропускания ячейки приведена на рис.1б. В качестве источника света использовался непрерывный полупроводниковый лазер (1) с длиной волны $0,53$ мкм и максимальной мощностью ~ 10 мВт. Неполаризованное излучение лазера, проходя через поляризатор (2), становилось линейно поляризованным. Пластина $\lambda/4$ (3) (в эксперименте был использован оптический клин) была использована для получения необходимой циркулярной поляризации излучения накачки. После пластинки $\lambda/4$ излучение накачки подвергалось пространственной фильтрации, проходя через диафрагму (4) (диаметр поперечного сечения пучка после диафрагмы был $\sim 0,5$ мм). Для контроля интенсивности падающего на ячейку излучения выделенное из основного пучка с помощью светоделительного кубика (5) излу-

чение (~ 4) направлялось на калиброванный фотодиод PD1, выходной сигнал с которого поступал на осциллограф OSC. Часть излучения, отражаясь от спирали ХЖК, падала на фотодиод PD3, а прошедшее через ячейку излучение регистрировалось фотодиодом PD2. Ячейка (7) с ХЖК находилась в работающем на элементе Пельтье микрохолодильнике (6). Обратная связь для термостабилизации микрохолодильника обеспечивалась термоконтролером (9), питающимся от источника постоянного тока (8). Температура в микрохолодильнике плавно регулировалась и стабилизировалась термоконтролером с точностью не хуже $\pm 0,05$ (С. Дефект шага холестерической спирали в слое ХЖК создавался в результате воздействия параллельного стенкам ячейки электрического поля, возникающего между металлическими электродами (3) (см. рис.1а), подключенными к источнику постоянного напряжения (10).

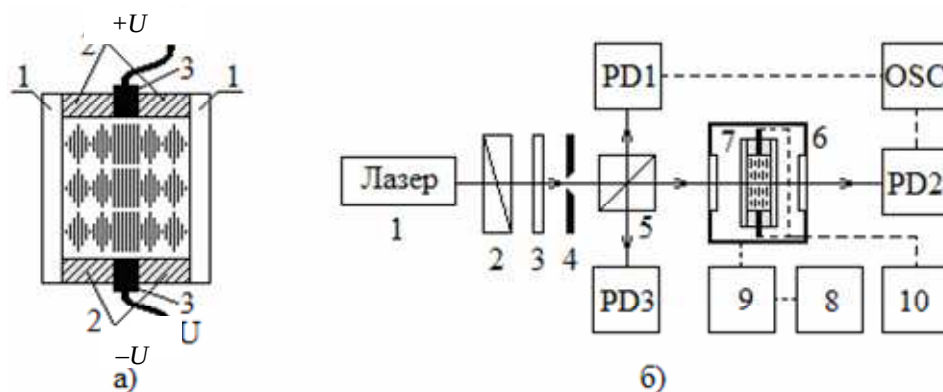


Рис.1. а) Конструкция ячейки с ХЖК: 1 – стеклянные подложки; 2 – тефлоновые прокладки; 3 – металлические электроды. б) Схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый лазер; 2 – поляризатор; 3 – четвертьволновая пластинка; 4 – диафрагма; 5 – светоделительный кубик; 6 – микрохолодильник; 7 – ячейка с ХЖК; 8 – источник постоянного тока; 9 – термоконтролер; 10 – источник постоянного напряжения; OSC – осциллограф; PD1, PD2, PD3 – фотоприемники.

На рис.2 приведена температурная зависимость шага холестерической спирали для использованной в эксперименте смеси ХЖК. Измерения проводились по селективному брэгговскому отражению света от планарно ориентированного слоя ХЖК. Как видно из рисунка, в зависимости от температуры шаг холестерической спирали меняется достаточно медленно ($|\partial \sigma / \partial T| \sim 0,1$ мкм/°С). Благодаря этому, эксперимент отличается сравнительной простотой и без ущерба для точности измерений не требует сложных термостабилизирующих и регистрирующих устройств.

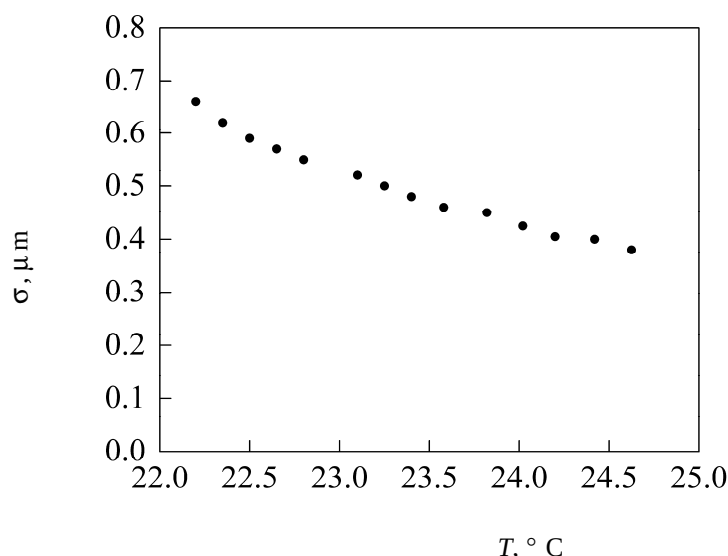


Рис.2. Зависимость шага спирали ХЖК от температуры для использованной в эксперименте трехкомпонентной смеси.

Как известно из [2], когда шаг спирали планарной текстуры ХЖК намного больше длины волны света λ , нормально падающий на поверхность кристалла луч разделяется на две линейно поляризованные волны, плоскость поляризации одной из которых параллельна, а другой – перпендикулярна оси. Далее, плоскость поляризации каждой волны поворачивается в соответствии с ориентацией молекул в каждом слое. В случае очень маленького шага спирали луч расщепляется на две волны с круговой поляризацией и мезофаза проявляет оптическую активность, которая становится очень высокой, когда $\lambda/\bar{n}$ приближается к значению шага спирали σ . В интервале $\sigma n_2 \leq \lambda \leq \sigma n_1$ имеет место селективное отражение (n_1 и n_2 – главные показатели преломления, а $\bar{n}$ – средний показатель преломления, измеренный на неориентированном образце). Одна циркулярно поляризованная волна в этой области отражается, а другая – проходит. Благодаря периодичности структуры, световой луч претерпевает селективное отражение, подчиняющееся условию Вульфа–Брэгга.

В нашем же эксперименте на слой планарно ориентированного ХЖК падало циркулярно поляризованное монохроматическое излучение от лазера. Поскольку шаг холестерической спирали зависит от температуры (см. рис.2), то для монохроматической волны можно достичь селективного отражения путем изменения температуры образца. На рис.3 приведена зависимость коэффициентов пропускания и отражения лазерного излучения с левой круговой поляризацией ($\lambda = 0,53$ мкм) от температуры для использованной в эксперименте смеси ХЖК (толщина слоя ~ 20 мкм). Как видно из рисунка, в температурной области $20 \div 25^\circ\text{C}$ коэффициент пропускания принимает минимальную, а коэффициент отражения – максимальную величину. Это означает, что в этой температурной области выполняется условие $\sigma \bar{n} \sim \lambda$, и что знак холестерической спирали совпадает со знаком циркулярной поляризации падающего на слой ХЖК лазерного излучения (левая спираль). Этот результат качественно хорошо согласуется с теоретическими выводами о существовании запрещённой зоны. Однако при более детальном сравнении выявляются некоторые несоответствия,

связанные, в первую очередь, с резкостью границ запрещенной зоны. По-видимому, это обусловлено неидеальностью холестерической спирали в слое ХЖК, которая, в частности, может возникать вследствие тепловых градиентов в образце.

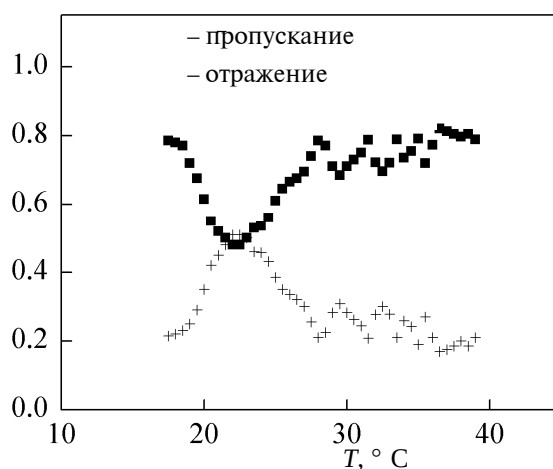


Рис.3. Зависимость коэффициентов пропускания (■) и отражения (+) для света с линейной поляризацией ($\lambda = 0,53$ мкм) от температуры смеси ХЖК.

В эксперименте при падении на слой ХЖК, линейно поляризованного лазерного излучения ($\lambda = 0,53$ мкм) и при температурах слоя ХЖК, соответствующих области селективного отражения луч лазера расщеплялся на две волны с круговыми поляризациями противоположных знаков. В соответствии с вышесказанным, волна с левой циркулярной поляризацией в этой области отражалась, а другая – проходила.

При создании разности потенциалов между электродами ячейки (см. рис.1а) коэффициент пропускания плоскополяризованного света в указанном выше интервале температур уменьшался, а коэффициент отражения – увеличивался. В частности, при напряжении электрического поля ~ 900 В и температуре $\sim 24^\circ\text{C}$ коэффициент пропускания уменьшался почти в два раза. Приблизительно во столько же раз возрастал коэффициент отражения. Этот факт хорошо совпадает с теоретическими результатами, полученными в работе [14].

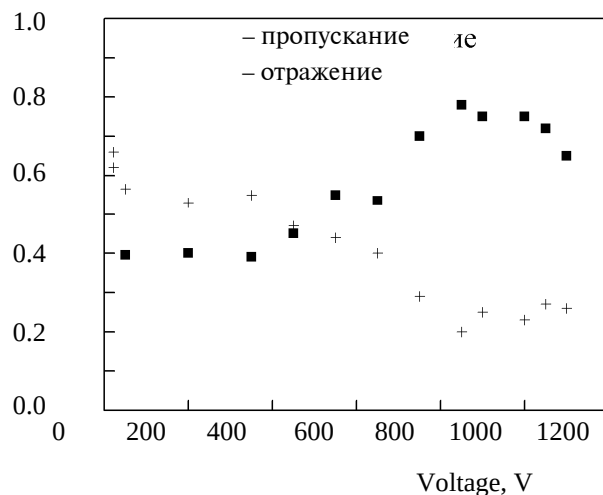


Рис.4. Зависимость коэффициентов пропускания (■) и отражения (+) для света с линейной поляризацией ($\lambda = 0,53$ мкм) от разности потенциалов между электродами ячейки, при температуре смеси ХЖК $24 \pm 0,05^\circ \text{C}$.

Такое поведение коэффициентов пропускания и отражения качественно можно объяснить следующим образом. При приложении к электродам ячейки разности потенциалов в слое ХЖК возникает электрическое поле, вектор напряжённости которого параллелен стенкам ячейки (перпендикулярен оси спирали ХЖК). При превышении некоторого значения электрического поля (экспериментального порога) под его воздействием молекулы в определённом секторе ячейки (в нашем эксперименте – в центральной по толщине части ячейки) переориентируются по направлению поля и возникает деформация периодической структуры ХЖК–дефект. Как уже было сказано, такую систему, идеализируя, можно рассматривать как трехслойную. Вблизи стенок ячейки деформация спирали из-за сильного сцепления молекул ХЖК с подложками будет значительно слабее, чем в ее центральной части, где напряжённость электрического поля также максимальна. Таким образом, в присутствии электрического поля данную ячейку можно рассматривать как состоящую из двух слоев ХЖК со спиральной структурой одного знака, между которыми находится переориентированный внешним электрическим полем анизотропный слой. Увеличивая напряженность электрического поля (т.е. управляя дефектом), можно достичь того, чтобы искаженный анизотропный слой для определенной длины волны служил полуволновой пластинкой (т.е. вносил разность фаз, равную π). Как известно, тип поляризации света при прохождении через такую пластинку не меняется, однако для круговой или эллиптической поляризации направление вращения меняется на противоположное. Если линейно поляризованное излучение падает на описанную выше трехслойную систему, то волна с циркулярной поляризацией, знак которой совпадает со знаком холестерической спирали, отражается, а другая – проходит. Проходя через «полуволновой» дефектный слой, эта волна меняет знак поляризации и отражается от третьего слоя ХЖК. При обратном прохождении через

дефектный слой волна опять меняет знак поляризации и проходит через первый слой ХЖК, тем самым увеличивая коэффициент отражения.

На рис.4 приведена зависимость коэффициентов пропускания и отражения для света с линейной поляризацией ($\lambda = 0,53$ мкм) от разности потенциалов между электродами ячейки при температуре смеси ХЖК $24 \pm 0, 05^\circ\text{C}$, когда выполнено условие селективного отражения света. Как видно из рисунка, заметное изменение этих коэффициентов (т.е. индуцирование планарного дефекта) наблюдается при напряжениях на электродах ячейки, превышающих ~ 400 В. При увеличении напряжения до значения ~ 900 В коэффициент отражения возрастает примерно в два раза и при дальнейшем увеличении напряжения проявляет характер насыщения. По-видимому, при таких напряжениях индуцированный в слое ХЖК дефект для падающего излучения служит «полуволновой пластинкой». С этой точки зрения привлечательным представляется исследование коэффициента отражения при более высоких напряжениях, когда вносимая дефектом разность фаз превышает π . Увеличение напряжения в этом случае, в принципе, должно привести к осцилляциям коэффициента отражения. Однако при напряжениях, больших ~ 1100 В, в слое выбранной нами смеси ХЖК возникала электрогидродинамическая неустойчивость и система сильно рассеивала излучение любой поляризации.

3. Выводы

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально показано, что в слое ХЖК с плоской текстурой, обладающего областью селективного отражения света, можно с помощью внешнего электрического поля индуцировать планарный дефект. Экспериментально показано, что меняя с помощью электрического поля параметры индуцированного дефекта, можно управлять коэффициентом селективного отражения (пропускания) света от слоя ХЖК. Наблюдавшееся в эксперименте поведение коэффициента отражения от слоя ХЖК с планарным дефектом в зависимости от напряжения электрического поля объяснено на основе простой модели трехслойной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.G. De Gennes, J.Prost. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon, 1993.
2. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
3. L.J.Hodgkinson, Q.H.Wu, K.E.Torn, A.Lakhtakia, M.W.McCall. Opt. Commun., **57**, 184 (2000).
4. K.Robbie, D.J.Broer, M.J.Brett. Nature (London), **399**, 764 (1999).
5. S.M.P.Blom, H.P.M.Huck, H.J.Cornelissen, H.J.Greiner. Soc. Inf. Display, **10**, 209 (2002).
6. A.Lakhtakia, M.McCall. Opt. Commun., **168**, 457 (1999).
7. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., **88**, 586 (2000).
8. N.P.Huck, I.Staue, A.Thirouard, D.K.G. De Broer. Jpn. J. Appl. Phys., **42**, 5189 (2003).
9. Y.C.Yang, C.S.Kee, J.E.Kim, H.Y.Park, J.C.Lee, Y.L.Leon. Phys. Rev. E, **60**, 6852 (1999).
10. V.I.Kopp, A.Z.Genack. Phys. Rev. Lett., **89**, 033901 (2002).
11. T.Matsui, M.Ozaki, K.Yoshino. Phys. Rev. E, **69**, 061715 (2004).
12. Р.Б.Алавердян, С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян. Письма в ЖЭТФ, **42**, 336 (1983).
13. J.Y.Chen, L.W.Chen. Phys. Rev. E, **71**, 061708 (2005).
14. А.Н.Геворгян, М.З.Нарутунян. Phys. Rev. E, **76**, 031701 (2007).

ՔԱՅԼԻ ԱՆՀԱՄՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԽՈԼԵՍՏԵՐԻԿ
ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՇԵՐՏԻՑ ԼՈՒՅՍԻ
ԸՆՏՐՈՂԱԲԱՐ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ

Ռ.Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Կ.Ր. ԱԼԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ,
Ս.Տ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Ա.Դ. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ, ՅՈՒ.Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Փորձնականորեն ցույց է տրված խոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղի հարթ կառուցվածքում արտաքին էլեկտրական դաշտով պլանար դեֆեկտի մակաձման հնարավորությունը: Բերված են խոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղի շերտից լույսի ընտրողաբար անդրադարձման (բաց թողնման) գործակցի վարքի փորձարարական հետազոտման արդյունքները՝ շերտում դեֆեկտի առաջացման դեպքում:

EFFECT OF LIGHT SELECTIVE REFLECTION FROM A CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL
LAYER WITH AN INDUCED INHOMOGENEITY
OF THE HELIX PITCH

R.B. ALAVERDYAN, K.R. ALLAHVERDYAN, A.H. GEVORGYAN,
S.Ts. NERISSYAN, A.D. CHILINGARYAN, Yu.S. CHILINGARYAN

A possibility to induce a planar defect in the plane structure of a cholesteric liquid crystal layer via an external electric field is shown. We present the results of the experimental investigation of behavior of the coefficient of light selective reflection from a cholesteric liquid crystal layer when a planar defect is induced in it.

УДК 535.42

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, ДИФРАГИРОВАННОГО НА КОНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ АКСИКОНА

А.Е. МАРТИРОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 21 ноября 2007 г.)

Изучено поле дифракции аксикона, облучаемого гелий-неоновым лазером. Для этого дифракционная поверхность аксикона мысленно разбивается на тангенциальные зоны Френеля. Показано, что определение интеграла Френеля только от первой тангенциальной зоны обеспечивает получение достоверной картины пространственного распределения поля дифракции аксикона. При этом вычисленные значения этого распределения достаточно хорошо совпадают с экспериментальной картиной. Показано также, что при изменении радиуса лазерного пучка и при отуплении вершины аксикона местоположения максимумов и минимумов поля дифракции практически не меняются.

Аксикон является особым видом оптической линзы с конической поверхностью, позволяющей сфокусировать лучи точечного источника света в линию по оси. Аксикон широко применяется для локализации атомов [1,2], параметрической генерации и усиления [3], многофотонной ионизации [4], генерации третьей и пятой гармоник [5,6] и т.д. Аксикон часто используется для трансформации гауссовых пучков в бесселевые с отсутствием расходимости в поперечных направлениях [7,8]. Однако картина концентрических колец с резким контрастом вдоль поперечных направлений распространения света сохраняется далеко за пределами зоны бесселевых пучков. В работе [9] образование концентрических колец было объяснено путем предположения, что в реальных аксиконах вершины отуплены и практически представляют собой сферические линзы. В [10] было показано, что контрастная структура поля дифракции аксикона может быть объяснена путем образования пучка света у вершины. Настоящая работа посвящена изучению этого феномена при помощи мысленного разделения дифракционной поверхности аксикона на тангенциальные зоны Френеля и вычисления соответствующего интеграла от первой зоны.

Лазерный пучок, прошедший через аксикон, может быть представлен как излучение, исходящее из некоторого виртуального источника, который имеет форму окружности с центром, находящимся на оптической оси аксикона и лежит в плоскости, перпендикулярной этой оси [10]. Рис.1 иллюстрирует 2D-изображение сечения аксикона, реальных и виртуальных пучков по его оптической оси (ось ξ). Здесь S и S' являются точками пересечения виртуальной окружности с плоскостью сечения, находящимися на расстоянии

$s = SO = SO$ от вершины аксикона, L - падающий на аксикон лазерный пучок, кривые ON и ON представляют фазовые фронты прошедших через аксикон пучков у вершины. Координата x характеризует направление радиальной касательной фазового фронта у вершины аксикона, δ является базовым углом аксикона, γ - угол отклонения аксикон параллельных оси ξ световых лучей, который определяется как $\gamma = \arcsin(l \sin \delta) - \delta$ - где l (коэффициент преломления аксикона). Используемый в представленной работе аксикон имел следующие параметры: $l = 1.46$, $\delta = 30^\circ$, следовательно, $\gamma = 16.89^\circ$. Подчеркнем, что расстояние между вершиной аксикона и виртуальным источником короче, чем между вершиной аксикона и реальным источником. В результате этого расходимость пучка, прошедшего через аксикон, увеличивается, хотя радиус у вершины аксикона уменьшается.

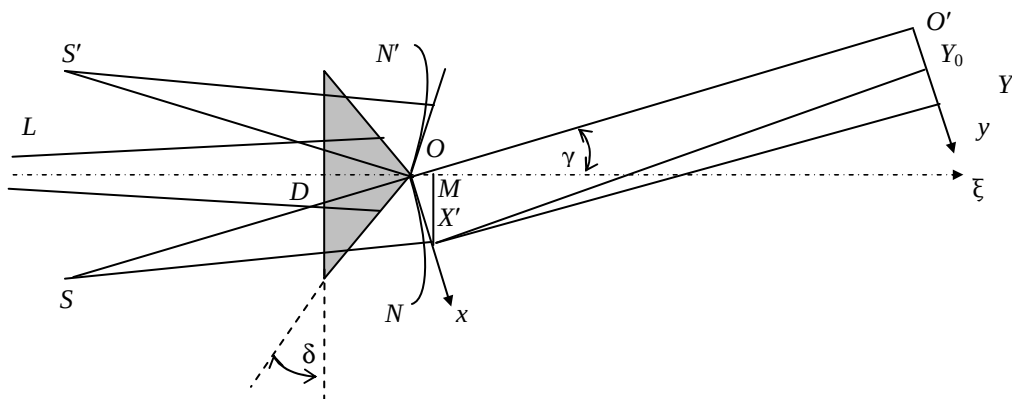


Рис.1. 2D изображение сечения по оптической оси аксикона.

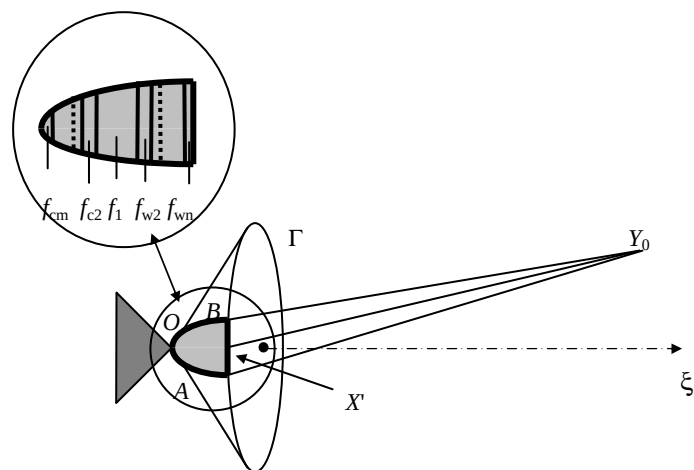


Рис.2. 3D-представление поверхности дифракции аксикона. Жирными линиями обозначена поверхность первой тангенциальной зоны Френеля на дифракционной поверхности. В верхнем левом углу представлена первая тангенциальная зона, состоящая из радиальных зон Френеля.

При 3D-представлении все касательные фазового фронта в радиальном направлении у точки O образуют коническую поверхность, вершина которой совпадает с вершиной аксикона (см. рис.2). Эта поверхность может рассматриваться как поверхность дифракции лазерного

пучка на аксиконе, а точка O (вершина аксикона) - как препятствие для света. Окружность - представляет сечение конической поверхности дифракции плоскостью, перпендикулярной оптической оси аксикона. Окружность - пересекается с осью x в некоторой точке X , которая находится на расстоянии x' от начала координат O . Поле дифракции наблюдается в плоскости экрана вдоль оси y с началом координаты в O (рис.1), направление которой перпендикулярно

$OO = z$ и параллельно направлению оси x . Y_0 - произвольная точка на плоскости экрана, которая находится на расстоянии y_0 от O . Точка Y' (находящаяся на расстоянии y' от O) выбрана с учетом $x' = y'$.

Контрастная структура поля дифракции наблюдается на таких расстояниях от аксикона, при которых волновой параметр (число Френеля) $\sim w_c^2/z\lambda$ больше единицы (w_c - характерный размер светового пятна на аксиконе, который определяется радиусом лазерного пучка). Следовательно, имеет место дифракция Френеля. Для нахождения амплитуды светового поля на экране мы должны найти интеграл Френеля от дифракционной поверхности, для чего следует определить амплитудные и фазовые величины лазерного поля. Определим сначала амплитудные значения. Как было сказано, после прохождения через аксикон радиус лазерного пучка уменьшается. Следовательно, распределение гауссового пучка по радиальному направлению дифракционной поверхности представляется как [11]

$$A(x') = A_0 \frac{w_0}{aw} \exp\left[-\frac{(x')^2}{a^2 w^2}\right], \quad (1)$$

где A_0 и w_0 - амплитуда и радиус лазерного пучка в точке перетяжки, w - радиус пучка при падении на аксикон, a определяет уменьшение лазерного пучка, прошедшего через аксикон (при $\delta = 30^\circ$ величина a примерно равна 0.8). С целью определения распределения интенсивности на экране, вычислим интеграл дифракции по отдельным зонам Френеля в тангенциальном направлении (относительно оси ξ). Для этого поверхность дифракции мысленно разбивается на элементы, поверхность которых образуется линиями, исходящими из точки O . Две линии, которые определяют поверхность первой тангенциальной зоны (OA и OB), находятся из условия $BY_0 - XY_0 = AY_0 - XY_0 = \lambda/2$. Сказанное иллюстрируется на рис.2. Чтобы оценить амплитуду, создаваемую в точке Y_0 от первой тангенциальной зоны, необходимо вычислить зависимость длины $2l = AB$ первой тангенциальной зоны Френеля (которая является дугой на окружности Γ) от координаты x . В приложении к данной статье представлены соответствующие вычисления. Согласно полученным результатам, зависимость l от $X'M = r = x' \cos \gamma$ (см. рис.1) характеризуется следующим выражением (где λ - длина волны излучения гелий-неонового лазера 633 нм):

$$l_1(x') \approx 2r \arcsin\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{r \sin \gamma}}\right) \approx \sqrt{\frac{\lambda r}{\sin \gamma}} = \sqrt{\frac{\lambda x'}{\tan \gamma}} \quad (\text{при } r \gg \lambda/\sin \gamma). \quad (2)$$

Итак, хотя мы вывели данное выражение (2) для точки Y_0 , однако оказалось, что l не зависит от значений y и z , если $x', y_0 \ll z$ (при $r = 1$ мм длина l примерно равна 0.04 мм). Следовательно, границы первой тангенциальной зоны неизменны для любых точек на плоскости xu (плоскость чертежа на рис.1) при выполнении приведенного условия. Следует

подчеркнуть, что первая тангенциальная зона состоит из радиальных зон Френеля в сторону центра пучка $f_1, f_2, \dots, f_m$, а также в обратную сторону $f_1, f_2, \dots, f_m$ (см. верхний левый рис.2).

Подобным образом находим длины второй $l_2 = (\sqrt{2} - 1)l_1$, третьей $l_3 = (\sqrt{3} - \sqrt{2})l_1$ и остальных тангенциальных зон $l_n = (\sqrt{n} - \sqrt{n-1})l_1$ Френеля. Следовательно, амплитуда, созданная от всех точек окружности Γ в Y_0 , будет равна $1 - (\sqrt{2} - 1) + (\sqrt{3} - \sqrt{2}) - (\sqrt{4} - \sqrt{3}) \dots \approx 0.76$ от амплитуды, созданной первой зоной.

Итак, амплитуда от всех точек окружности примерно равна 0.76 части амплитуды первой тангенциальной зоны Френеля и эта цифра практически постоянна для любой точки X вдоль x . (Только на расстояниях $x \sim \lambda$ представленные рассуждения не действительны, что практически не влияет существенно на величину суммарной амплитуды, создаваемой поверхностью дифракции на расстоянии z .) Следовательно, рассчитав интеграл Френеля вдоль оси x (с учетом распределения l вдоль этой оси), мы практически определяем интеграл от всей дифракционной поверхности аксикона. Учитывая выражение (2), получаем следующее распределение амплитудных факторов в Y_0 с элементарных поверхностей $2h(x')dx'$ первой тангенциальной зоны вдоль оси x :

$$dA(x', Y_0) = 2A(x')l_1(x')dx' = 2A_0 \frac{w_0}{aw} \sqrt{\frac{\lambda x'}{\tan \gamma}} \exp\left[-\frac{(x')^2}{a^2 w^2}\right] dx'. \quad (3)$$

Рис.3 иллюстрирует распределение $dA(x')$ при $aw = 1$. Эта функция имеет максимум при $x' = 0.5$, а производная стремится к бесконечности при $x' \rightarrow 0$. Последнее свойство этой функции свидетельствует о том, что точка O действительно является препятствием на пути распространения лазерного пучка, что является причиной образования дифракционной картины в дальнем поле лазерного пучка.

Что касается фазы светового поля, то она зависит от двух расстояний: от виртуального источника до поверхности дифракции и от поверхности дифракции до Y_0 . Радиальное распределение гауссового лазерного пучка, падающего на аксикон, зависит от радиуса кривизны R поля на месте падения $c(s_0) + r_0^2 / 2R$, где $c(s_0) = s_0 - (\lambda / 2\pi) \arctan(s_0 / s_R)$, $R = s_0 [1 + s_R^2 / s_0^2]$, s_0 - радиальное расстояние от оси пучка, s_R - релеевская длина лазерного пучка, $\varphi = LD + DOn$ - оптический путь для лучей от точки перетяжки до вершины аксикона [11]. Как было сказано выше, после прохождения через аксикон световой пучок преобразовывается и распространяется как от виртуального кольцевого источника. При $\delta = 30^\circ$ расстояние этого источника от вершины аксикона составляет $s \approx 0.6R$, что соответствует радиусу кривизны пучка у вершины сразу после прохождения через аксикон. Таким образом, радиальное распределение фазы на дифракционной поверхности определяется как $2\pi i / \lambda [c(s_0) + (x')^2 / 2s]$. Расстояние от X до Y_0 легко вычисляется, исходя из рис.1: $X Y_0 = \sqrt{z^2 + (x' - y_0)^2} \approx z + (x' - y_0)^2 / 2z$, где учтено, что $x' = y$.

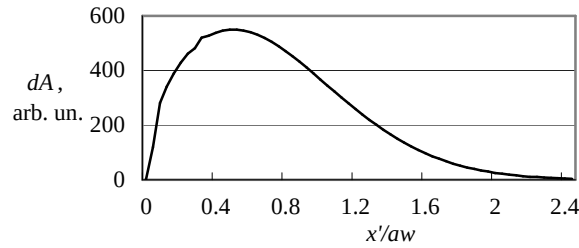


Рис.3. Зависимость функции $dA(x')$ от x'/aw .

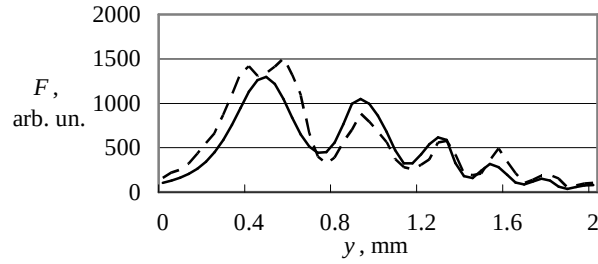


Рис.4. Распределение относительной интенсивности F дифрагированного на аксиконе лазерного пучка вдоль y при $s = 900$ мм (что соответствует расстоянию между лазером и аксиконом ~ 1500 мм), $z = 300$ мм, $aw = 1$ мм. Пунктирная кривая характеризует экспериментальное распределение интенсивности света, полученное на CCD, а сплошная линия соответствует вычислениям по формуле (4).

Таким образом, исходя из вышесказанного, амплитуда поля в Y_0 определяется из следующего выражения [12]:

$$A(Y_0) = \frac{2iA_0 w_0}{\lambda awz} \int_0^\infty dx' \sqrt{\frac{\lambda x'}{\tan \gamma}} \exp\left[-\frac{(x')^2}{a^2 w^2}\right] \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} \left[c(s) + z + \frac{(x')^2}{2s} + \frac{(x' - y_0)^2}{2z} \right] \right\}. \quad (4)$$

На рис.4 представлено вычисленное на компьютере распределение интенсивности света $F A^2$ вдоль оси y . Полученное распределение хорошо согласуется с экспериментальной картиной, детектированной с помощью CCD-камеры, когда в качестве излучения использовался пучок гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм.

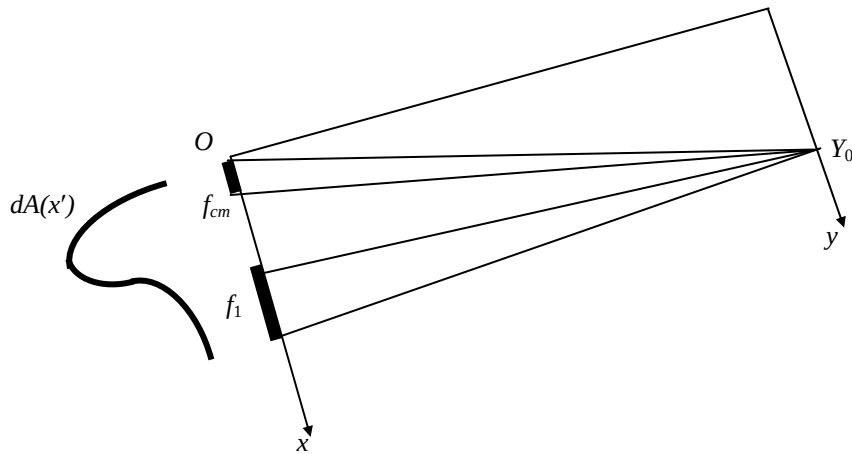


Рис.5. Образование источника света у вершины аксикона.

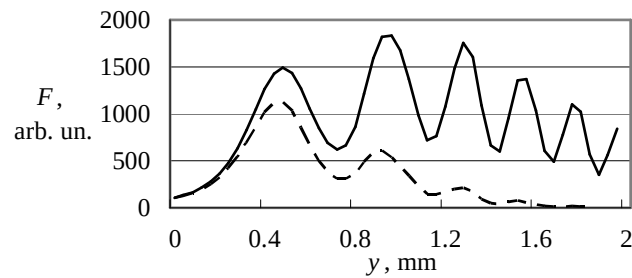


Рис.6. Вычисленное распределение относительной интенсивности F дифрагированного на аксиконе лазерного пучка вдоль y при $s = 900$ мм, $z = 300$ мм, $aw = 0.8$ мм (пунктирная кривая) и $aw = 1.5$ мм (сплошная кривая).

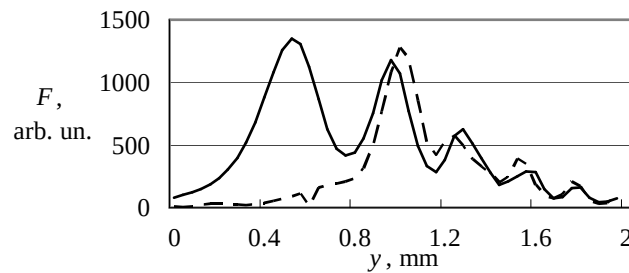


Рис.7. Вычисленное распределение относительной интенсивности F дифрагированного на аксиконе лазерного пучка вдоль y при $s = 900$ мм, $z = 300$ мм, $aw = 1$ мм. Сплошная кривая характеризует вычисленное распределение интенсивности при отуплении вершины аксикона на радиусе 0.1 мм, а пунктирная линия - при 0.5 мм.

Численные расчеты показали, что дифракционное поле аксикона весьма чувствительно также к изменениям распределения амплитуды и фазы лазерного пучка. Таким образом, в представленной статье исследовано поле дифракции аксикона. Чтобы избежать интегрирования по всей дифракционной поверхности аксикона, мы мысленно разбили эту поверхность на тангенциальные зоны Френеля. Было доказано, что интегрирование только по первой тангенциальной зоне Френеля обеспечивает получение (с коэффициентом пропорциональности 0.76) пространственного распределения дифрагированного лазерного пучка. Полученная картина распределения интенсивности света достаточно хорошо совпадает с экспериментальными результатами.

Исследована также зависимость дифракционной картины от радиуса лазерного пучка и от отупления вершины аксикона при их изготовлении. Картина распределения поля дифракции аксикона является хорошим инструментом для исследования характеристик лазерных пучков, а также самих аксиконов.

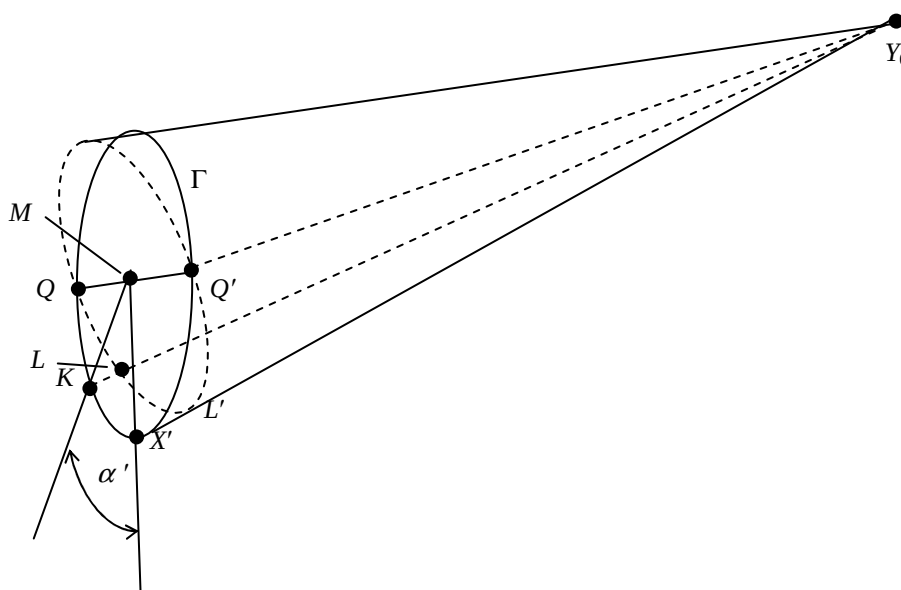


Рис.8. Пространственная конфигурация Γ относительно точки Y_0 .

Приложение

На рис.8 представлена пространственная конфигурация Γ и точка Y_0 (см. приложение в работе [10]). Поперечное сечение конической поверхности, образованной прямыми между точкой Y_0 и окружностью Γ , является эллипсом (замкнутая пунктирная линия). В работе [10] были рассчитаны длины соответствующих отрезков:

$$XY_0 = XL' + L'Y_0 = \sqrt{z^2 + (y_0 - x')^2},$$

$$QY_0 = Q'Y_0 = \sqrt{z^2 + y_0^2 + x'^2 - 2\sqrt{z^2 + y_0^2} x' \sin \gamma \cos(\gamma - y_0 / z)},$$

$$KY_0 = KL + LY_0, \quad KL = (X'Y_0 - QY_0) \cos \alpha',$$

Учитывая, что $L'Y_0 \approx LY_0 \approx QY_0$, первая зона Френеля оценивается из следующего выражения:

$$\lambda/2 = X'Y_0 - KY_0 \approx (1 - \cos \alpha')(X'Y_0 - QY_0).$$

Принимая во внимание, что в условиях эксперимента $x'_0 \ll z$, приходим к следующему результату:

$$\lambda/2 = \frac{1 - \cos \alpha'}{z} (\sqrt{z^2 + y_0^2} x' \sin \gamma \cos(\gamma - y_0/z) - x'_0 y_0).$$

Таким образом, при малых значениях y_0 мы можем оценить угол, определяющий первую тангенциальную зону Френеля, как

$$2\alpha_1(r) = 4 \arcsin \left(\sqrt{\frac{\lambda}{r \sin \gamma}} / 2 \right).$$

Следовательно, для длины первой тангенциальной зоны Френеля $2h \approx 2r\alpha_1(r)$ мы получим выражение, представленное в (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. **I.Manek, Yu.B.Ovchinnikov, R.Grimm.** Opt.Comm., **147**, 67 (1998).
2. **L.Cacciapuoti, M.de Angelis, G.Pierattini, L.Ricci, G.M.Tino.** Eur. Phys. J. D, **14**, 373 (2001).
3. **V.Paskevicius, H.Karlsson, et al.** Opt. Lett., **25**, 969 (2000).
4. **V.E.Peet.** Phys. Rev. A, **56**, 3679 (1996).
5. **C.Altucci, R.Bruzzese, C.de Lisio, A.Porzio, et al.** Opt. Lasers Eng., **37**, 565 (2002).
6. **V.E.Peet, R.V.Tsubin.** Phys. Rev. A, **56**, 1613 (1997).
7. **J.Durnin, J.Miceli, J.Eberly.** Phys. Rev. Lett., **58**, 1499 (1987).
8. **R.M.Hermann, T.A.Wiggins.** JOSA A, **8**, 932 (1991).
9. **B.Depret, Ph.Verkerk, D.Hennequin.** Opt. Commun., **211**, 31 (2002).
10. **A.E.Martirosyan, C.Altucci, C.de Lisio, et al.** JOSA A, **21**, 770 (2004).
11. **А.Ярив.** Введение в оптическую электронику. М., Высшая школа, 1983.
12. **М.Борн, Э.Вольф.** Основы оптики. М., Наука, 1973.

ԱՔՍԻԿՆՆԻ ԿՈՆԱԿԱՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ԵՆԹԱԴԿԱԾ
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ
ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ

Ա.Ե. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է հեղիւմ-նեոնային լազերով լուսավորված աքսիկոնի դիֆրակցիոն դաշտը: Դրա համար աքսիկոնի դիֆրակցիոն մակերևույթը մտայնորեն բաժանվում է Ֆրենելի տանգենցիալ գոտիների: Ապացուցված է, որ միայն առաջին տանգենցիալ գոտուց Ֆրենելի ինտեգրալի որոշումը բավարար է աքսիկոնի դիֆրակցիոն դաշտի տարածական բաշխումը ստանալու համար: Նշենք, որ այդ բաշխման հաշվարկված տվյալները համապատասխանում են էքսպերիմենտալ պատկերի հետ: Ցույց է տրված նաև, որ լազերային փնջի շառավղի և աքսիկոնի զազաթի բթացման պատճառով դիֆրակցիոն դաշտի մաքսիմումների և մինիմումների առաջացման տեղերը գրեթե չեն փոխվում:

SPATIAL DISTRIBUTION OF THE INTENSITY OF LASER BEAM DIFFRACTED ON THE CONICAL SURFACE OF AN AXICON

A.E. MARTIROSYAN

The diffraction field of axicon illuminated by a He-Ne laser is studied. For this purpose, the axicon's diffraction surface is divided imaginary into tangential Fresnel zones. It is shown that evaluation of the Fresnel integral only from the first tangential zone guarantees obtaining a correct spatial distribution of the axicon's diffraction field. Obtained results are in quite good agreement with the experimental pattern. It is also shown that the locations of points characterizing the maximal and minimal intensity values are practically independent from the laser beam radius and rounding of the axicon's vertex.

УДК 621.373.1

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ИНТЕГРИРОВАННОЙ СОГЛАСУЮЩЕЙ ПРИЗМОЙ

Ю.О. АВETИСЯН, А.О. МАКАРЯН, К.Х. ХАЧАТРЯН, В.Р. ТАТЕВОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 8 января 2008 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования черенковской генерации терагерцового (ТГц) импульса при распространении фемтосекундного лазерного импульса в кристалле ниобата лития с кремниевой призмой в качестве выходного устройства связи. Применение кремниевой призмы позволяет существенно снизить затухание ТГц волн благодаря уменьшению длины пути распространения ТГц импульса в нелинейном кристалле. Результаты экспериментального исследования находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами.

Терагерцовые (ТГц) электромагнитные волны, охватывающие частоты 1–10 ТГц, занимают промежуточную область спектра между длинноволновым инфракрасным и сверх-высокочастотным (СВЧ) диапазонами. ТГц волны представляют большой интерес для фундаментальной физики и решения многих прикладных задач в телекоммуникации, химии, биологии и медицине [1]. Вплоть до последнего десятилетия, несмотря на проникновение методов и аппаратуры, присущих как оптическому, так и СВЧ диапазонам, ТГц участок спектра оставался слабо изученным и технически очень плохо оснащенным. Одним из главных сдерживающих факторов было отсутствие удобных и эффективных источников излучения. В последние годы был разработан широкий класс ТГц источников, обладающих рядом достоинств и недостатков [2]. Одним из наиболее распространенных способов получения широкополосного ТГц излучения (или, иначе говоря, ТГц-импульса) является черенковский механизм генерации от распространяющейся нелинейной поляризации в кристалле. Возможность такой генерации была теоретически предсказана Г. Аскарьяном [3] и экспериментально подтверждена измерениями в СВЧ [4] и ТГц [5] областях спектра.

В настоящем исследовании мы рассмотрим черенковскую генерацию ТГц-импульса в кристалле ниобата лития. Хотя LiNbO_3 характеризуется высоким поглощением ТГц волн, однако он обладает большой нелинейной восприимчивостью, высокой лучевой прочностью и, кроме того, групповая скорость распространения оптического импульса $u = c/n_g$ в ниобате лития превосходит фазовую скорость генерируемой волны $v = c/n_{\text{THz}}$ во всем ТГц участке спектра. Так, на частоте 1 ТГц показатель преломления LiNbO_3 составляет $n_{\text{THz}} = 5.17$ [6], тогда как в оптическом диапазоне на длине волны $\lambda = 0,8$ мкм групповой

показатель преломления $n_g = 2.3$. Поскольку черенковское излучение распространяется в кристалле под углом $\Theta_c = \arccos(n_g/n_{\text{THz}}) = 63,6^\circ$, превосходящим угол полного внутреннего отражения, то обычно образцу придают форму призмы (рис.1а). При этом, однако, ТГц излучение, генерируемое вдали от выходной поверхности образца, сильно поглощается в кристалле, что приводит к снижению выходной мощности.

В настоящей работе для уменьшения влияния ТГц поглощения в кристалле предлагается концентрировать оптический пучок по возможности близко к боковой поверхности образца прямоугольной формы и использовать кремниевую призму для эффективного вывода генерируемого ТГц-импульса из кристалла (рис.1б). Целесообразность применения призмных устройств связи экспериментально уже была показана при неколлинеарной генерации монохроматического ТГц излучения в оптическом параметрическом генераторе [7]. К достоинствам кремния относятся очень низкое поглощение в ТГц области частот и незначительное френелевское отражение на границе раздела с кристаллом ниобата лития.

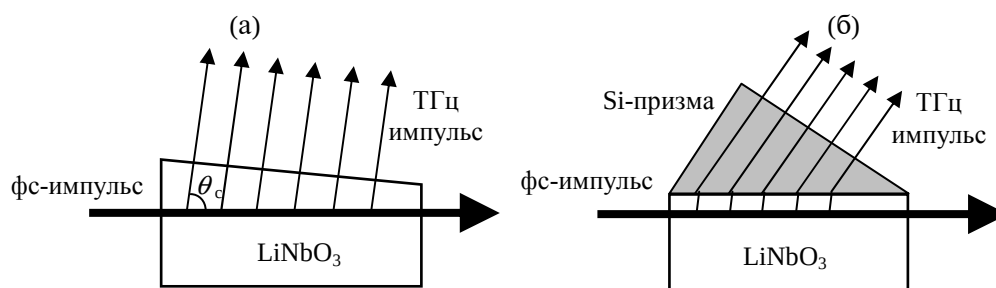


Рис.1. Схематическое представление генерации черенковского излучения в образцах призмной формы (А) и прямоугольной формы с согласующей кремниевой призмой (Б).

Измерения поля ТГц генерации проводились на экспериментальной установке, блок-схема которой приведена на рис.2. Источником оптического излучения служит фемтосекундный лазер (Mai-Tai Spectra@Physics), генерирующий импульсы с длительностью ≈ 80 фс, периодом повторения 12 нс и средней мощностью 1.8 Вт. После прохождения через светоделительную пластину, большая часть ($\approx 97\%$) оптического излучения направляется на кристалл LiNbO_3 , а оставшаяся часть используется для запуска устройства регистрации поля терагерцового импульса (УРПТИ). Пара параболических металлических зеркал служит для улавливания, коллимированного распространения и затем для фокусировки ТГц пучка на УРПТИ.

Принцип действия УРПТИ состоит в следующем. ТГц излучение, распространяясь через тонкую пластину GaAs (выращенного при низких температурах $\sim 400^\circ\text{C}$), фокусируется на симметричной дипольной антенне (длиной около 45 мкм), расположенной на задней поверхности пластины. Действие ТГц импульса приводит к наведению разности потенциалов на концах антенны. Однако ток через антенну возникает только при одновременном облучении оптическим импульсом, запуская процесс генерации свободных носителей заряда в полупроводниковой пластине. Таким образом, изменяя время прихода фемтосекундного оптического импульса (посредством подвижной оптической линии задержки), можно измерить различные мгновенные значения поля ТГц-импульса и, тем самым, определить его временную форму. Малое время жизни свободных носителей в низкотемпературно выращенном GaAs (0.3 пс [8]) позволяет осуществлять измерения формы ТГц-импульса с субпикосекундным разрешением. Для увеличения отношения сигнал/шум измерение тока антенны проводится в режиме синхронного детектирования (с постоянной времени ~ 300 мс) на частоте ~ 1 кГц, задаваемой механическим прерывателем.

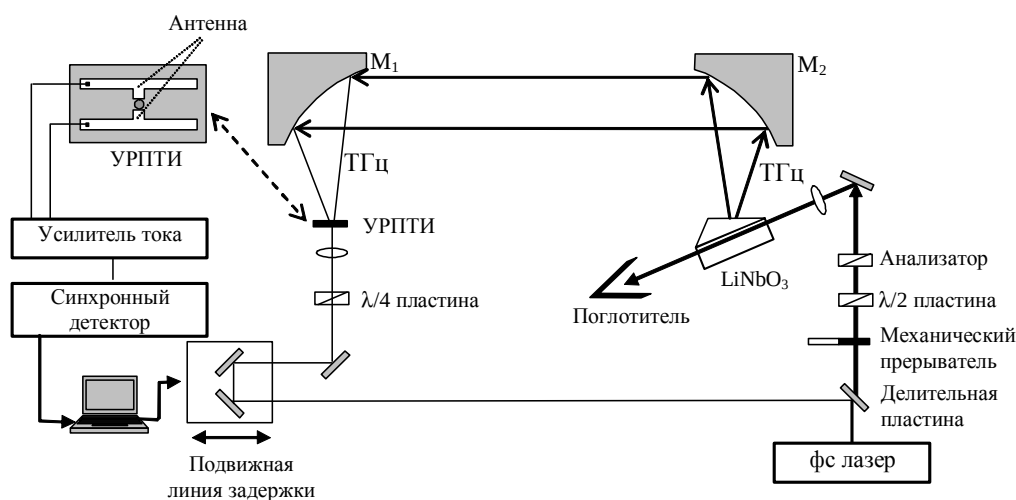


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки.

Измерения временной зависимости импульса генерации $E(t)$ проводились для образцов ниобата лития призмной формы (образец А, см. рис.1а) и прямоугольной формы с Si призмой (образец Б, рис.1б). Временные формы ТГц-импульсов, генерируемых обоими образцами, внешне близки друг к другу (рис.3). Однако пиковое значение импульса, получаемое с образцом Б, примерно в три раза больше, чем в случае с образцом А, т.е. использование Si призмы ведет к существенному росту выходной мощности ТГц излучения. Для более детального сравнения нами проводилось численное Фурье-преобразование временных зависимостей $E(t)$, получаемых с использованием обоих образцов. Результаты

представлены на рис.4. Отметим, что наличие многочисленных линий поглощения в спектрах генерации не связано с характеристиками кристаллов LiNbO₃ или Si, а обусловлено поглощением ТГц излучения в парах воды, присутствующих в атмосфере.

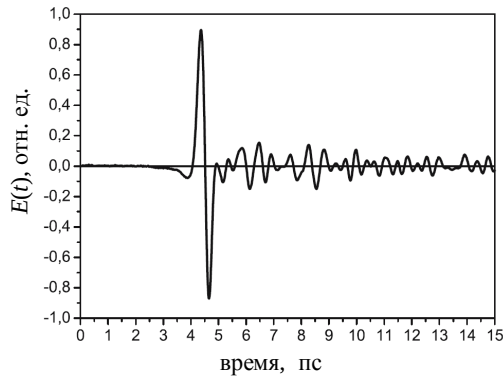


Рис.3. Временная форма ТГц-импульса.

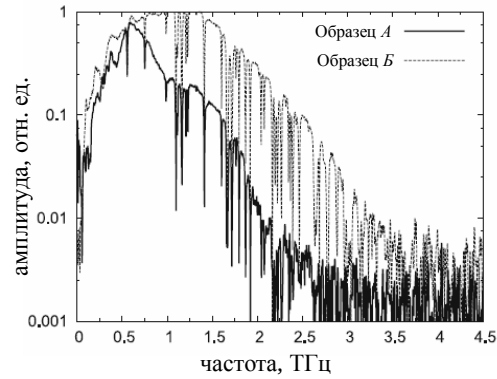


Рис.4. Спектр излучения с образцов А (сплошная линия) и Б (пунктирная).

Из сравнения спектров видно, что при использовании образца Б ширина полосы ТГц генерации существенно больше, главным образом, из-за роста спектральных составляющих в высокочастотной области. Как известно [6], потери в кристалле LiNbO₃ резко возрастают с увеличением частоты. Таким образом, полученные спектрограммы указывают на уменьшение затухания ТГц волн в предложенной конфигурации образца с применением Si призмы.

Следует отметить, что измеряемая спектральная зависимость $E(\omega)$ определяется, как спектром генерации, так и амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) регистрирующего устройства $K(\omega)$. Пренебрегая частотной зависимостью АЧХ (т.е. считая $K(\omega) = \text{const}$) и пользуясь результатами работы [9], имеем

$$E(\omega) \sim \omega^2 e^{-\omega^2 \tau_{\text{eff}}^2 / 4} e^{-\alpha(\omega) d}, \quad (1)$$

где $\tau_{\text{eff}}^2 = \tau_0^2 + n_{\text{THz}}^2 r_0^2 \sin^2 \theta_C / 2c^2$ – эффективная длительность импульса, τ_0 – длительность оптического импульса, r_0 – радиус гауссового оптического пучка, c – скорость света, $\alpha(\omega)$ – коэффициент поглощения поля ТГц излучения, d – средняя длина пути распространения ТГц волны в кристалле LiNbO₃.

Подставляя сюда параметры используемого лазерного импульса $\tau_0 = 80$ фс, $r_0 = 30$ мкм и зависимость $\alpha(\omega)$ из данных литературы [6], мы получили, что измеряемый спектр генерации хорошо согласуется с расчетным при значении $d \approx 40$ мкм. Близкое соответствие радиуса оптического пучка r_0 и среднего пути распространения ТГц волны указывает на удовлетворительное согласие между теоретическими и экспериментальными данными.

Таким образом, результаты исследования свидетельствуют об эффективной генерации широкополосного ТГц излучения в кристалле LiNbO₃ с использованием кремниевой призмы в качестве выходного устройства связи. Результаты экспериментального исследования

находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами.

Авторы выражают благодарность Р.М.Мартirosяну за интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Tonouchi**. Nature Photon., **1**, 97 (2007).
2. **P.H.Siegel**. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **50**, 910 (2002).
3. **Г.А.Аскаръян**. ЖЭТФ, **42**, 1360 (1962).
4. **Д.А.Багдасарян, А.О.Макарян, П.С.Погосян**. Письма в ЖЭТФ, **37**, 498 (1983).
5. **D.N.Auston, K.P.Cheung, J.A.Valdmanis, D.A.Kleinman**. Phys. Rev. Lett., **53**, 1555 (1984).
6. **M.Schall, H.Helm, S.R.Keiding**. Int. J. Infrared and MM waves, **20**, 595 (1999).
7. **K.Kawase, J.Shikata, H.Minamide, K.Imai, H.Ito**. Appl. Opt., **40**, 1423 (2001).
8. **M.Tani et al**. Jpn. J. Appl. Phys., **33**, 4807 (1994).
9. **J.A.L'huillier, G.Torosyan, M.Theuer, Y.Avetisyan, et al**. Appl. Phys. B, **86**, 185 (2007).

ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԱՐԴՅՈՒՆԱՎԵՏ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՀԱՄԱԶԱՅՆԵՑՆՈՂ ՊՐԻՉՄԱՅՈՎ ՀԱՄԱԼՐՎԱԾ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈԲԱԹԻ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Յու.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Կ.Խ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Վ.Ր. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ

Բերված են լիթիումի նիոբաթի բյուրեղում ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսի միջոցով տերահերցային (ՏՀց) իմպուլսի չերենկովյան գեներացման ուսումնասիրման արդյունքները, երբ ոչ գծային բյուրեղը համալրված է սիլիցիումային պրիզմայով, որը կատարում է ելքային համաձայնեցնող համակարգի դեր: Սիլիցիումային պրիզմայի օգտագործումը էապես նվազեցնում է ՏՀց ալիքների մարումը՝ ոչ գծային բյուրեղում անցած ճանապարհի նվազեցման շնորհիվ:

EFFICIENT GENERATION OF TERAHERTZ PULSES IN LITHIUM NIOBATE CRYSTAL WITH INTEGRATED MATCHING PRISM

Yu.H. AVETISYAN, A.H. MAKARYAN, K.Kh. KHACHATRYAN, V.R. TADEVOSYAN

The results of experimental investigation of Cherenkov-type generation of terahertz (THz) pulses during femtosecond laser pulse propagation in a LiNbO₃ crystal with Si-prism output coupler are presented. The application of Si prism allows one to reduce significantly the THz-wave damping due to shortening path length of a THz pulse inside the nonlinear crystal.

УДК 621.37

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ В-FSK СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ТРИГГЕРА ШМИДТА

А.А. АХУМЯН¹, В.Ж. ТОВМАСЯН², О.С. АРОЯН²

¹Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

²Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 25 января 2008 г.)

Изучена возможность детектирования В-FSK сигналов с помощью стохастического резонанса. Триггер Шмидта использован как бистабильный стохастический резонатор. Создана цифровая модель детектора, и получены количественные результаты работы посредством симуляций. Исследована зависимость вероятности правильно детектированных битов от добавляемого шума и от частоты среза использованного в детекторе ФНЧ фильтра. Выявлена также устойчивость детектора к фазовым смещениям, вводимым каналом.

1. Введение

В настоящее время явление стохастического резонанса (СР), при котором отклик нелинейной системы на подпороговый малый периодический сигнал может быть улучшен с помощью шума, является хорошо изученным нелинейным эффектом [1,2] и проявляется во многих областях науки: в биологии, в оптике, нейронных сетях, в радиофизических системах и т.д.

Большой интерес представляет исследование СР в современных радиофизических задачах [3,4]. В радиофизических системах эффект СР, в основном, выявляется в бистабильных системах. С точки зрения передачи информации бистабильными системами в режиме СР основную роль играют исключительно переходы через барьер. Внутримая динамика может не оказывать существенного влияния на процесс переключений. Поэтому при обработке выходного сигнала можно использовать метод динамики двух состояний. Тогда выходной сигнал представляется в виде телеграфного процесса, из которого путем фильтрации можно выделить составляющие основных частот [5].

В данной работе исследовано детектирование В-FSK (бинарная частотная манипуляция) модулированного цифрового сигнала с помощью СР. В модели детектора мы использовали триггер Шмидта как систему двух состояний [6]. Приведено детальное описание рассматриваемого устройства и логики его работы. Критерием качества работы детектора выбрана вероятность P правильно детектированных битов. Выведена зависимость P от мощности добавляемого шума. Исследована также результативность такого детектора от фазового сдвига, введенного каналом.

2. Описание и логика работы устройства стохастического В-FSK детектора

Рассмотрим классическую систему передачи информации через информационный канал с потерями (рис.1).

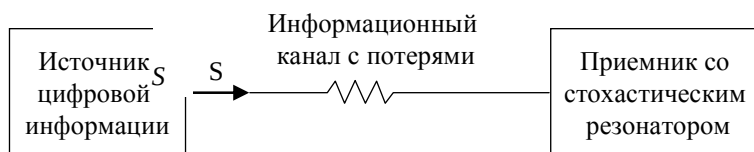


Рис.1. Схема классической системы передачи информации через канал с потерями.

Источник цифровой информации передает в информационный канал с потерями В-FSK модулированный цифровой сигнал $S(t)$:

$$S(t) = A \cos(2\pi f_n t + \varphi_n), \quad n = 1, 2$$

для $(k-1)T \leq t < kT$, $k = 1, 2, \dots$, где A – амплитуда модулированного сигнала, f_1 и f_2 – несущие частоты В-FSK модуляции, φ_1 и φ_2 – введенные каналом связи сдвиги фазы, соответственно, для несущих f_1 и f_2 , а T – длительность одного бита. Среда передачи принимается такой, что на вход приемника приходит настолько слабый сигнал, который на фоне шумов невозможно детектировать классическими приемниками. Для детектирования принятого слабого сигнала мы предлагаем использовать приемник со стохастическим резонатором, т.е. с нелинейным пороговым устройством, который состоит из триггера Шмидта, ФНЧ, счетчика пересечений сигнала с соответственно выбранным пороговым уровнем, а также логического устройства принятия решения и генерации выходного демодулированного сигнала. Следует отметить, что здесь ФНЧ – необязательный элемент, поэтому на рисунке мы его отделили от остальных элементов пунктирным квадратом (рис.2).

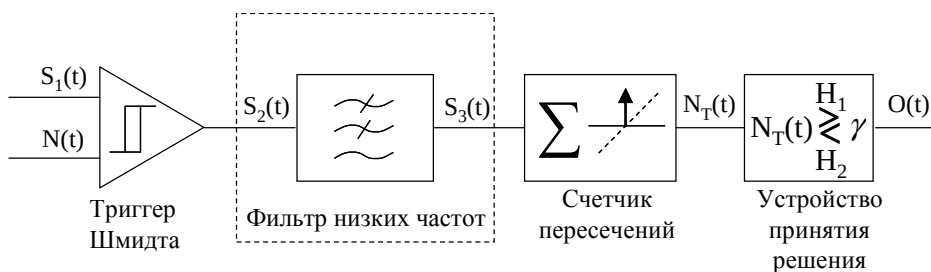


Рис.2. Схема В-FSK приемника со стохастическим резонатором, основанным на триггере Шмидта.

Рассмотрим детально каждый этап процесса демодуляции сигнала. На рис.3а можно увидеть изначальную цифровую последовательность, которая была передана, и

соответствующую форму низкочастотного сигнала в виде импульсов для битовых единиц и нулевого уровня для нулей. В приемнике после принятия сигнала имеем подпороговый В-FSK модулированный сигнал $S_1(t)$ (рис.3б).

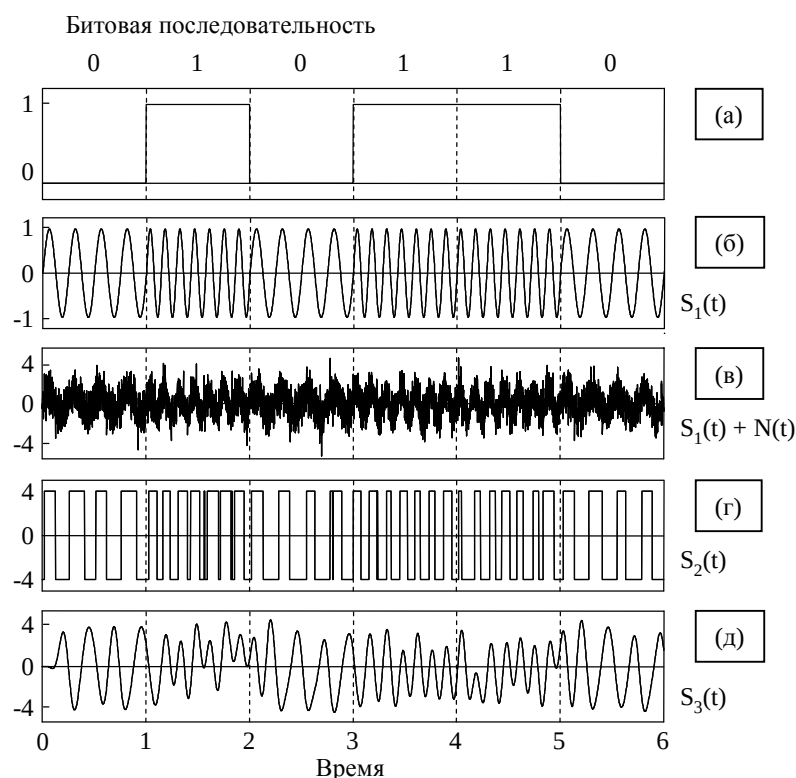


Рис.3. Формы сигналов на разных этапах детектирования.

Для детектирования сигнала к нему добавляем шумовой процесс $N(t)$ и подаем эту смесь на вход триггера Шмидта (рис.3в). Получаем сигнал $S_2(t)$ в виде телеграфного процесса (рис.3г). Далее сигнал $S_2(t)$ фильтруется с помощью ФНЧ с частотой среза F_0 и получается процесс $S_3(t)$ (рис.3д). Фильтрованный сигнал $S_3(t)$ передается в счетчик, где считываются пересечения в возрастающем направлении сигнала с данным уровнем A_0 . При детектировании цифровых сигналов суть задачи состоит в правильном определении значения переданного бита (в общем случае символа), а не в точном восстановлении формы переданного сигнала, что было необходимо при принятии аналоговых сигналов. То есть, если пересчитать количество пересечений сигнала в одном направлении в течение длительности одного бита, то это число должно быть равным одной из несущих частот f_1 и f_2 . На последней стадии обработки полученное количество пересечений передается в логическое устройство, работающее на принципе максимального правдоподобия:

$$\left| \frac{N_1}{N_2} \right| \approx \gamma,$$

Полученная цифра $N_T(t)$ сравнивается с оптимальным порогом, который в случае В-FSK равен $\gamma = (f_1 + f_2)/2$. В зависимости от результата сравнения генерируется импульс соответствующего значения бита.

Необходимо отметить, что ключевую роль играет мощность добавляемого шума. При малом шуме процесс переключений очень медленный и на выходе фильтра получается выходной сигнал, форма которого показана на рис.4б. Очевидно, что такой сигнал не может быть правильно детектирован. При оптимальном уровне шума сигнал детектируется корректно (рис.4в). Постепенно усиливая шум на выходе триггера Шмидта, получаем сигнал с многочисленными переключениями. После фильтрации сигнал получается довольно слабым, так как большая часть энергии была сконцентрирована в отфильтрованных высокочастотных компонентах (рис.4г,д).

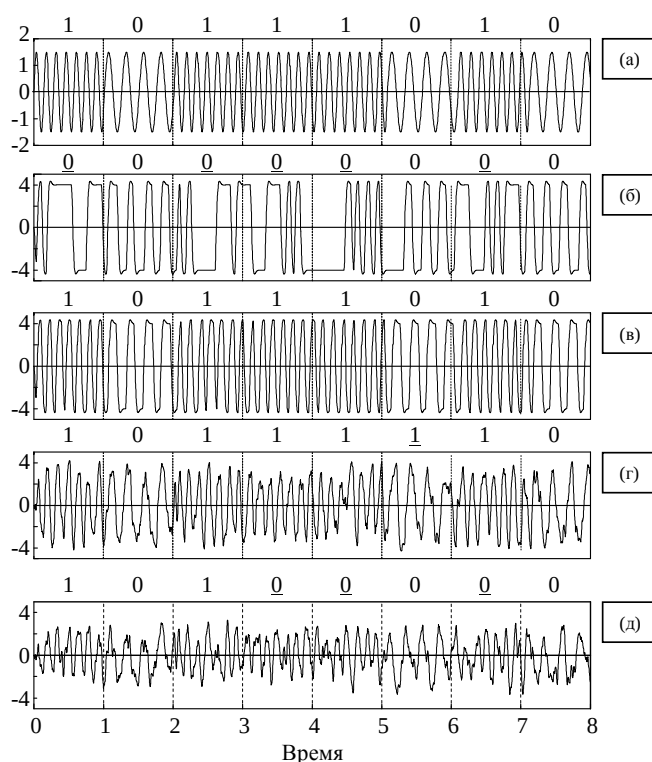


Рис.4. Виды фильтрованного сигнала $S_z(t)$ для разных мощностей добавляемого шума: (б) 0.1; (в) 0.5; (г) 5.0; (д) 12. На рисунке а) представлен входной сигнал с амплитудой 1.5 В. Частоты несущих равны 4 Гц и 7 Гц, Порог равен 2 В, $T = 1$ с, $F_0 = 10$ Гц. Впоследствии неправильно детектированные биты показаны подчеркнутым фонтом.

3. Результаты моделирования стохастического В-FSK детектора

На рис. 5 и 6 представлены графики зависимости вероятности правильно детектированных битов для различных значений амплитуд сигнала и частот несущих – 4 и 7 Гц, 40 и 60 Гц, соответственно.

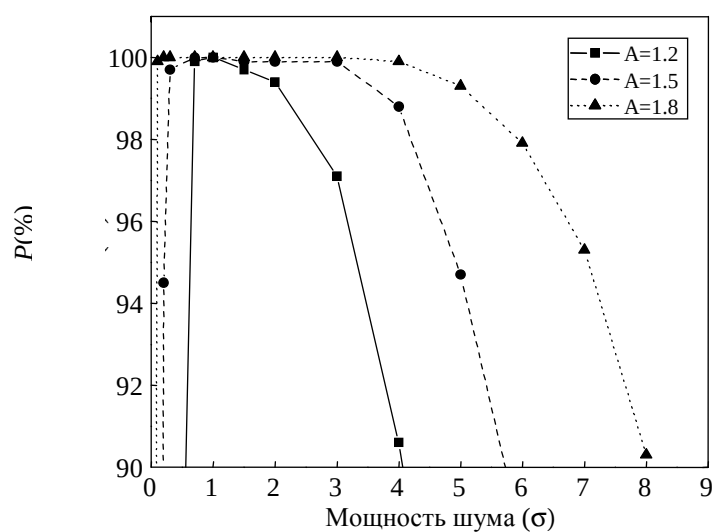


Рис.5. Процент P правильно детектированных битов в зависимости от мощности шума для амплитуд входного сигнала 1,2 В, 1,5 В и 1,8 В, частоты несущих равны 4 Гц и 7 Гц, Порог равен 2 В, $T = 1$ с, $F_0 \approx 10$ Гц.

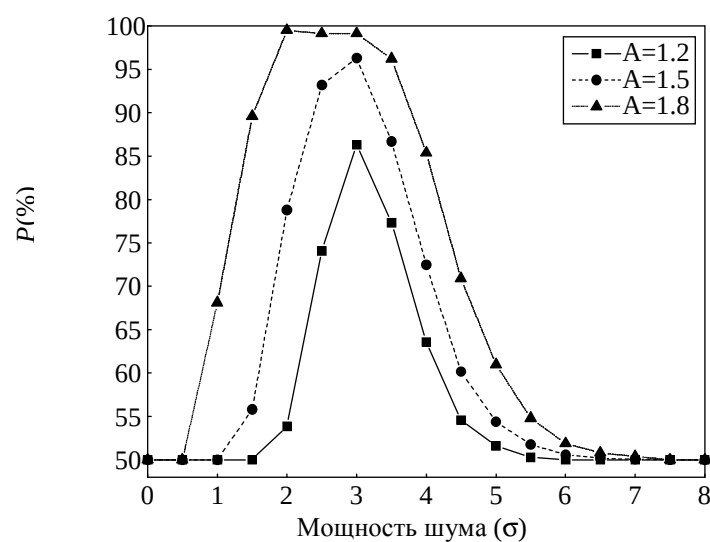


Рис.6. Процент P правильно детектированных битов в зависимости от мощности шума для амплитуд входного сигнала 1,2 В, 1,5 В и 1,8 В. Частоты несущих равны 40 Гц и 60 Гц, порог равен 2 В, $T = 1$ с, $F_0 \approx 150$ Гц.

Для определенных значений интенсивности шума, более того, в некоторых случаях для диапазона интенсивности шумов, расположенного около оптимальной интенсивности, вероятность правильного детектирования достигает 100%. Очевидно, что чем ближе значение амплитуды сигнала к величине порога, тем меньше шума требуется для корректных переключений, а это означает, что P будет иметь высокое значение (рис.5 и 6).

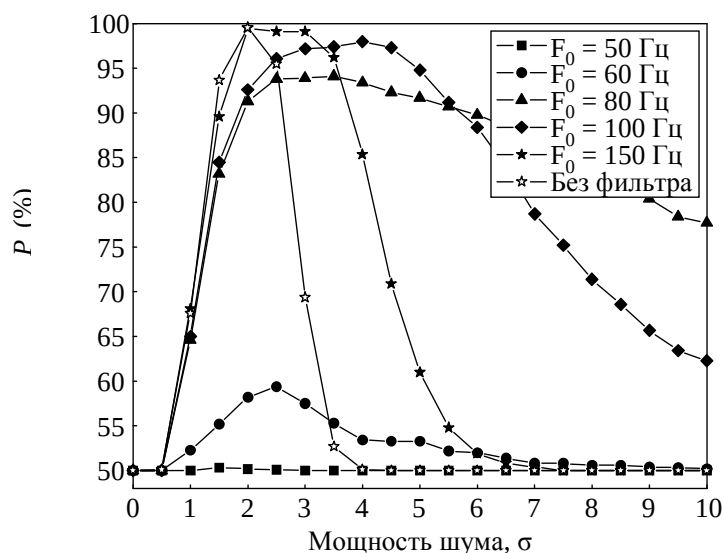


Рис.7. Процент P правильно детектированных битов в зависимости от мощности шума для частот среза ФНЧ равных 50 Гц, 60 Гц, 80 Гц, 100 Гц, 150 Гц и ∞ Гц, т.е. режим без фильтра. Амплитуда входного сигнала равна 1,8 В, частоты несущих равны 40 Гц и 60 Гц, порог равен 2 В, $T = 1$ с.

Из рис.6 видно, что при высоких значениях несущих частот эффективность детектора снижается. Этого следовало ожидать, поскольку высокое значение частоты сигнала требует добавления более “высокочастотного” шума. Наличие последнего дает большее число пересечений через порог в течение одного периода сигнала (сохраняется условие адиабатичности), что и обеспечивает высокое значение вероятности P . При этом фильтр низких частот среза также высокочастотные шумовые компоненты, что и приводит к снижению эффективности работы детектора. Отсюда следует, что частота среза низкочастотного фильтра должна быть намного больше несущей частоты сигнала. В этой связи на рис.7 представлены графики процента правильно детектированных битов в зависимости от мощности шума для различных значений частот среза ФНЧ фильтра. Как видно из рис.7, несмотря на то, что частоты несущих фиксированы, происходит снижение эффективности работы детектора при сближении частоты среза ФНЧ фильтра со стороны высоких частот к частотам несущих. Также видно, что по мере увеличения частоты среза ФНЧ процент правильно детектированных битов увеличивается и в наилучшем случае стремится к 100%, но в то же время сужается диапазон шума, при котором эффективность детектора остается высокой. Таким образом, при правильном выборе частоты среза ФНЧ можно получить эффективно работающий детектор для более широкого диапазона шумов, чем тот же детектор, но без ФНЧ.

4. Зависимость работоспособности детектора от фазовых смещений канала

Для исследования устойчивости детектора к фазовым искажениям были проведены сравнения процента правильного детектирования битов для различных значений фазовых смещений.

Временная задержка, внесенная каналом, приводит к различным фазовым смещениям для разных несущих частот. Поскольку наш детектор принимает решение только на основе количества переключений триггера в течение длительности символа, временные смещения данных переключений в некотором допустимом интервале не влияют на точность принятия решения. Отсюда следует, что данный детектор довольно устойчив к фазовым искажениям, что также свидетельствует об эффективности и работоспособности нелинейных детекторов на основе триггера Шмидта.

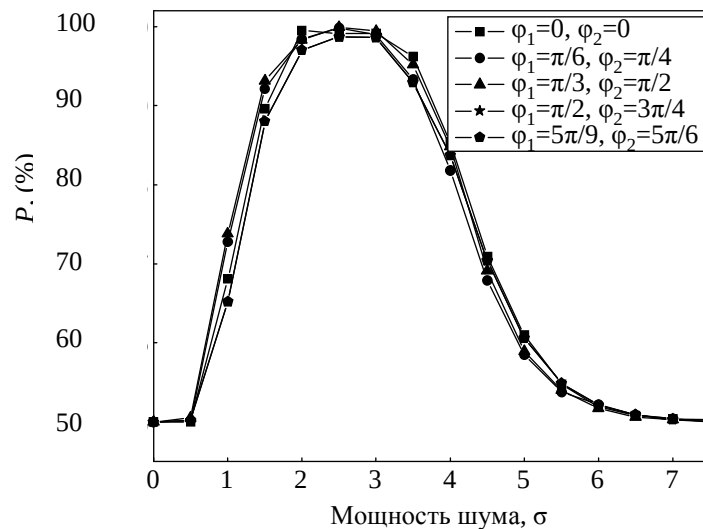


Рис.8. Процент P правильно детектированных битов в зависимости от мощности шума для разных значений фазовых смещений. Амплитуда входного сигнала равна 1,8 В, частоты несущих равны 40 Гц и 60 Гц, порог равен 2 В, $T=1$ с.

На рис.8 представлены зависимости процента правильно детектированных битов от мощности шума для различных фазовых смещений ($\phi_1 \in [0; 5\pi/9]$, $\phi_2 \in [0; 5\pi/6]$). Результаты моделирования совпали с теоретическими предположениями.

5. Заключение

Предложена новая модель нелинейного детектора для В-FSK модулированных сигналов на основе эффекта стохастического резонанса. Показан принцип работы, и представлена реализация нелинейного детектора с триггером Шмидта. Наглядно показана возможность регулирования работы детектора интенсивностью добавляемого шума. Результаты моделирования показали, что такой детектор работает стабильно для широкого

диапазона фазовых смещений, введенных каналом связи. В дальнейших работах будет изучена возможность детектирования M-FSK (многоуровневая частотная манипуляция) модулированных сигналов на основе этого подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.Gammaitoni, P.Hanggi, P.Jung, F.Marchesoni.** Rev. Mod. Phys., **70**, 223 (1998).
2. **F.Chapeau-Blondeau, X.Godivier.** Phys. Rev. E, **55**, 1479 (1997).
3. **F.Chapeau-Blondeau.** Phys. Rev. E, **55**, 2016 (1997).
4. **Y.Wang, L.Wu.** Int. J. of Sig. Proc., **2**, 108 (2005).
5. **В.С.Анищенко, А.Б.Нейман, Ф.Мосс, Л.Шиманский-Гайер.** УФН, **169**, 7 (1999).
6. **S.Fauve, F.Heslot.** Phys. Lett., **97A**, 5 (1983).

B-FSK ԱԶԴԱՆՇԱՆՆԵՐԻ ԴԵՏԵԿՏՈՒՄԸ ՇՄԻԴՏԻ ՏՐԻԳԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Ա. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Վ.Շ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ, Է.Ս. ՀԱՐՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ստոխաստիկ ռեզոնանսի միջոցով B-FSK ազդանշանների դետեկտման հնարավորությունը: Որպես բիստաբիլ ստոխաստիկ ռեզոնատոր օգտագործվել է Շմիդտի տրիգերը: Կառուցվել է վերը նշված դետեկտորի համակարգչային մոդելավորում, և այդ մոդելի միջոցով ստացվել են դետեկտորի աշխատանքի վերաբերյալ քանակական արդյունքներ: Հետազոտվել է բիտի ճիշտ դետեկտման հավանականության կախվածությունը ավելացված աղմուկի հզորությունից և, նաև, ցածր հաճախային ֆիլտրի թողարկման հաճախությունների շերտից: Ուսումնասիրված է նաև ընդունիչի աշխատունակության կախվածությունը կապուղու կողմից մտցված փուլային շեղումներից:

DETECTION OF B-FSK SIGNALS, USING SCHMIDT'S TRIGGER

A.A. HAKHOUMYAN, V.Zh. TOVMASYAN, H.S. HAROYAN

We examine the possibility of B-FSK signals detection, using stochastic resonance. As a bistable stochastic resonator Schmidt's trigger is proposed. A mathematical model of the above-mentioned detector was designed and detector's work results was gained. We investigate the dependence of correctly detected bits on the added noise power and, as well, on the lowpass filter cutoff frequency. The influence of phase shifts brought by the information channel is also studied.

УДК 621.382

ШУМЫ В ПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ В ВОЗДУХЕ И В УСЛОВИЯХ ГАЗОВОЙ АДСОРБЦИИ

З.О. МХИТАРЯН, А.А. ШАТВЕРЯН,
В.М. АРУТЮНЯН, Ф.В. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 17 января 2008 г.)

Исследованы низкочастотные шумы в образцах со слоем пористого кремния, имеющих структуру Au/PS/SCS/Al в диапазоне частот 1–500 Гц при комнатной температуре. Оценены численные значения шумового параметра α_n , обнаружена зависимость α_n от состава газовой среды, в которой находится образец. Обсуждены возможные причины наблюдаемых больших значений α_n для образцов в воздухе и возрастания α_n в условиях газовой адсорбции. При введении в воздух окиси углерода изменяется также форма спектра.

1. Введение

Как известно, на низких и инфранизких частотах в полупроводниках и полупроводниковых приборах преобладает фликкер-шум, спектральная плотность мощности которого с уменьшением частоты возрастает по закону $1/f^\gamma$, где γ – частотный индекс и имеет значение порядка единицы. Вопрос о происхождении и механизмах низкочастотного шума в полупроводниках широко обсуждается в научно-технической литературе на протяжении не одного десятилетия, но и сейчас эта проблема далека от универсального решения. Предложены модели, которыми можно описывать данные измерения низкочастотных шумов в различных материалах и структурах. Эти модели можно объединить в три основные группы [1-3]:

1) *Теория флуктуаций числа носителей.* В этой теории, предложенной впервые Мак-Уортером [4], шум приписан случайным захватам носителей заряда в ловушки и случайным освобождениям из ловушек оксидного слоя. Каждая отдельная ловушка ведет к лоренцевскому спектру, и в случае однородного пространственного распределения ловушек лоренцевские спектры суммируются и дают спектр $1/f$.

2) *Теория флуктуаций подвижности.* В сравнительно массивных образцах определяющую роль в формировании $1/f$ шума играют флуктуации подвижности носителей заряда, обусловленные рассеянием электронов на акустических фононах [2,3,5]. В рамках этой модели в последние годы интенсивно развивается также теория $1/f$ шума, связанная с флуктуациями функции распределения электронов [6].

3) *Объединенная шумовая модель.* Объединенная модель, предложенная в [7-9],

является комбинацией обеих теорий – флуктуаций числа носителей и флуктуаций подвижности. Согласно этой теории, флуктуирует не только число носителей заряда, но также и их подвижность.

На эмпирическом уровне шумовая спектральная плотность S_U , определяемая флуктуациями напряжения, приложенного к образцу, может быть описана формулой

$$S_U = \frac{\alpha_n U^\delta}{N f^\gamma}, \quad (1)$$

где N – число свободных носителей в образце, α_n – безразмерный параметр Хуга, U – напряжение на исследуемой структуре, для линейного участка ВАХ показатель степени $\delta \approx 2$.

Численное значение α_n , его температурная зависимость и зависимость от характеристик материала были предметом теоретического обсуждения в течение долгого времени. Заметим, что в рамках модели флуктуаций подвижности в работах [3,8-10] получены аналитические выражения для α_n для конкретного случая полупроводника n -типа, но исчерпывающие ответы на эти вопросы в литературе отсутствуют.

Пористый кремний (PS) является представителем наноразмерных гетероструктур и широко исследуется с целью технического применения в различных отраслях народного хозяйства. Изучение электрофизических свойств PS в различных газовых средах [1-13] показало, что его свойства, благодаря нанометровым размерам кристаллитов и большой общей площади их поверхности, очень чувствительны к внешней газовой среде. Шумовые свойства PS с излучающим PS в воздушной среде исследованы в [14,15]. В обеих работах получено, что низкочастотный шум имеет $1/f$ характер. Шумовые свойства структур с PS при адсорбции активных газов, как показывает обзор литературы, не исследованы вообще. Между тем следует отметить, что шумовая спектроскопия может быть ценным инструментом для анализа и качественной оценки структур и приборов на основе PS. В наших предыдущих работах [16-18] исследования низкочастотного шума при адсорбции окиси углерода были проведены для PS с пористостью 50%.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование низкочастотного шума в слоях PS с пористостью 73% и определение значений α_n и γ из экспериментальных данных.

2. Техника эксперимента и образцы

Измерения шумовых характеристик проводились методом прямой фильтрации при комнатной температуре. Шумовые измерения включали в себя прямое измерение шумового напряжения при прямосмещенных образцах. В эксперименте использовалась измерительная установка для исследования шумов в системе полупроводник–газ в диапазоне частот 1–500 Гц, содержащая малошумящий предварительный усилитель и анализатор спектра с выходом на компьютер. Установка подробно описана в работах [19,20]. Построение спектров шума осуществлялось с помощью программы «Origin». При измерениях образец помещался в стеклянную газовую ячейку, которая позволяла проводить шумовые измерения в сухом воздухе с введением в него различных газов или паров жидкости. Внутри ячейки на подложке

монтировались образец и контакты.

Исследовались образцы со слоем пористого кремния, имеющим структуру Au/PS/SCS/Al, где через SCS обозначен монокристаллический кремний. Слой PS формировался электрохимическим травлением на подложке из сильно легированного ($\rho = 0.01 \text{ } \Omega \text{ см}$) кремния ρ^+ -типа с кристаллографической ориентацией (100). На тыловую часть подложки для создания омического контакта к структуре напылялся слой алюминия толщиной 20–30 нм. Верхний контакт из золота напылялся на поверхность PS и имел форму круга с диаметром 1,5 мм. Выводы к верхнему контакту клеились с помощью специального клея на основе серебра для изготовления контактов марки «Conductive Epoxy». Слой пористого кремния имел толщину 3 мкм, а пористость равнялась 73%. В образцах были сформированы поры нанометровых размеров. Тонкая высокопористая структура, подобная нашим образцам, показана на рис.1 и заимствована из работы [21].



Рис.1. Изображение структуры пористого кремния на ρ -Si, полученное на просвечивающем электронном микроскопе. Размеры пор составляют около 50 нм, а кремниевые нити (темные области) имеют диаметр менее 10 нм

Нами получено, что вид ВАХ в воздухе имеет, как и в случае образцов с PS 50% пористости, выпрямляющий характер, но есть отличия: в образцах PS с 73% пористости, по сравнению с образцами со слоем PS с 50% пористости, наблюдается резкое уменьшение проводимости и отсутствие насыщения обратного тока на ВАХ. Результаты подробных исследований ВАХ образцов PS с 73% пористости представлены в работе [22].

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис.2а,б,с приведены частотные зависимости нормализованной спектральной плотности напряжения шумов $S_U(f)/U^2$. Графики измерены в частотном диапазоне 1–500 Гц при комнатной температуре. Напряжение шумов на образце измерялось при прохождении через него постоянного прямого тока (режим генератора тока). Спектры приведены в двойном логарифмическом масштабе. Шумовые спектры в разных газовых средах в области низких частот отличаются количественно и имеют различный вид. Как видно из приведенных графиков, с введением в воздух окиси углерода показатель γ в частотной зависимости спектральной плотности напряжения шумов растет: γ (воздух) = 0,5; γ (воздух + 0,4% CO) = 1, γ (воздух + 2% CO) = 1,3.

Параметр n определялся из формулы (1) на частоте 10 Гц. Значения S_U , U^δ и γ определялись экспериментально из приведенных в работе спектров, а значение N оценивалось из формулы $N = l^2 / e\mu R$, где l – толщина слоя PS, e – заряд электрона, R – сопротивление образца, μ – подвижность дырок, равная $7,4 \times 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В с}$ [23].

Получено, что значение α_n в воздухе порядка 1,8, в воздухе с 0,4% CO – 4,8, в воздухе с 2% CO – 14. Если сравнивать со значениями α_n для кристаллических материалов (в частности, кремния), то α_n на несколько порядков выше по величине, чем в кристаллических структурах. Но, как отмечено в работе [15], в многочисленных исследованиях было показано, что в неупорядоченных структурах (в том числе и в PS) α_n может принимать значения от 1 до 10^4 . Одна из причин этого – очень низкая подвижность носителей заряда в неупорядоченных материалах, к которым относится и пористый кремний. К большим значениям α_n может также привести неоднородная плотность тока через образец [24], в нашем случае вызванная нанокристаллитами PS, образующими кораллообразную систему кремниевых нитей переменного сечения. Получено, что значение α_n меняется при введении в воздух окиси углерода, причем с увеличением в воздухе концентрации CO имеет место возрастание значения α_n . Это легко объяснить, если учесть следующее. Известно, что принцип действия сенсоров обсуждаемого типа основан на явлении изменения электрического сопротивления тонкопленочного полупроводника при адсорбции на его поверхности молекул различных газов. Возможно, что в запрещенной зоне чувствительного элемента, состоящего из полупроводника, при адсорбции на его поверхности газов, которые мигрируют по порам к границе раздела PS/SCS, образуются дополнительные донорные или акцепторные уровни. В этом случае поверхностные состояния с уровнями энергии, расположенными между валентной зоной и зоной проводимости,

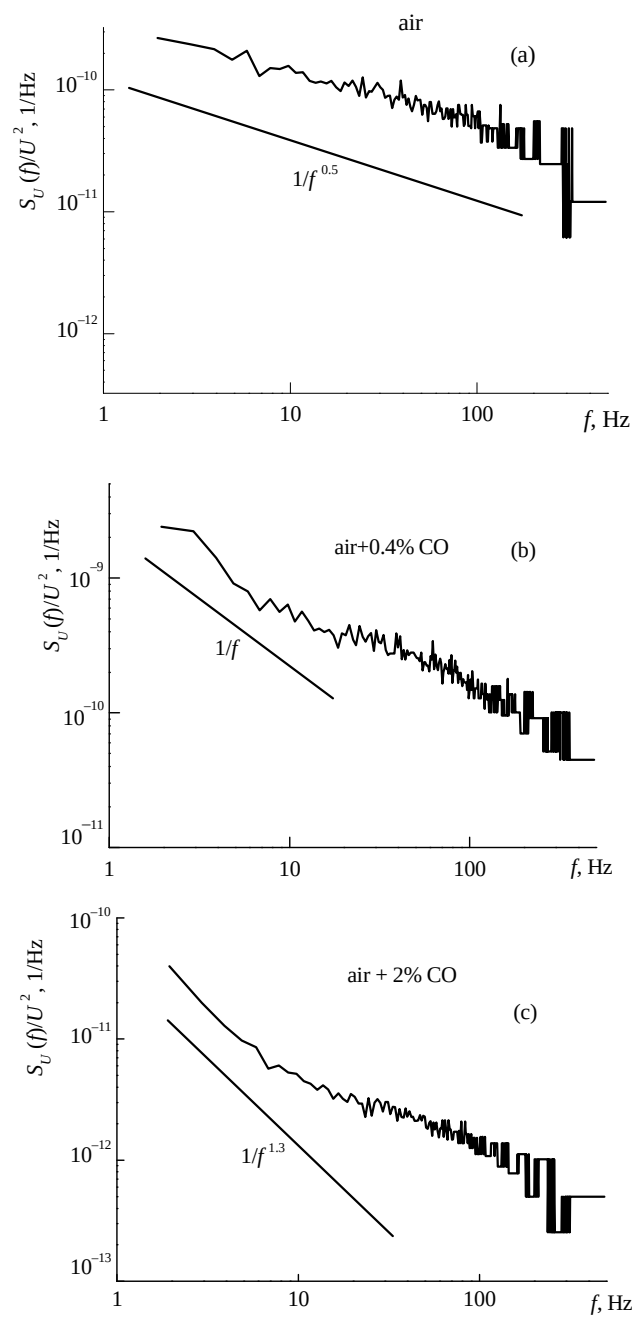


Рис.2. Шумовые спектры образцов со слоем пористого кремния, имеющих структуру Au/PS/SCS/Al.

создают дополнительные рекомбинационные центры с различными временами жизни носителей. Чем больше концентрация молекул в окружающем пленку газе, тем больше число адсорбированных на поверхности молекул, и тем больше плотность ловушек, расположенных

вблизи границы раздела PS/SCS. Высота гетеробарьера при газовой адсорбции, как показано в работе [22], становится все ниже с увеличивающейся концентрацией адсорбата, так что эффект потенциального барьера, по сравнению с увеличивающейся концентрацией поверхностных ловушек, становится менее важным. Как следствие, из-за процессов захвата и испускания носителей заряда возрастают не только флуктуации числа носителей заряда, но и флуктуации их подвижности. При этом немаловажную роль может играть изменение физического состояния границы раздела, приводящее к перераспределению перколяционных точек на ней для определенных фононных мод, тем самым изменяя характер электрон-фононного взаимодействия [25].

4. Заключение

1. Оценены численные значения шумового параметра α_n , которые находятся в согласии с типовыми значениями α_n , найденными для неупорядоченных структур.

2. Обнаружена зависимость шумового параметра α_n от состава газовой среды, в которой находится образец – в условиях газовой адсорбции имеет место возрастание α_n .

3. Обсуждены возможные причины больших значений α_n для образцов в воздухе и возрастания α_n в условиях газовой адсорбции.

4. При введении в воздух окиси углерода в области частот 1–10 Гц обнаружен рост показателя формы спектра γ в зависимости $1/f^\gamma$.

Авторы выражают благодарность М.З.Гулиняну за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке гранта ISTC A-1232 и Армянской национальной программы «Полупроводниковая наноэлектроника».

ЛИТЕРАТУРА

1. A.J.Scholten, L.F.Tiemeijer, R.Langevelde, R.J.Havens, A.T.A. Zegers-van Duijnhoven, V.C. Venezia. *Electron Devices*, **15**, 618 (2003).
2. S.V.Melkonyan, F.V.Gasparyan, H.V.Asriyan. Main sources of electron mobility fluctuations in semiconductors. SPIE 4th Int. Symp. Fluctuation and Noise, 20–24 May 2007, Florence, Italy, Proc. of SPIE, **6600**, 66001K-1 (2007).
3. S.V.Melkonyan, V.M.Aroutiounian, F.V.Gasparyan, H.V.Asriyan. *Physica B: Physics of Condensed Matter*, **382**, 65 (2006).
4. L.McWorther, in *Semiconductor Surface Physics*. Philadelphia, Univ. of Pennsylvania Press, 1957, p.207.
5. N.Hooge, T.G.M.Kleinpenning, L.K.J.Vandamme. *Rep. Progr. Phys.*, **44**, 497 (1981).
6. S.V.Melkonyan, V.M.Aroutiounian, F.V.Gasparyan, C.E.Korman. *Physica B: Physics of Condensed Matter*, **357**, 398 (2005).
7. K.K.Hung, P.K.Ko, C.Hu, Y.C.Cheng. *IEEE Trans. Electron Devices*, **37**, 654 (1990).
8. K.K.Hung, P.K.Ko, C.Hu, Y.C.Cheng. *IEEE Trans. Electron Devices*, **37**, 1323 (1990).
9. G.Ghibaudo, O.Roux, C.Nguyen-Duc, F.Balestra, J.Brini. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **124**, 57 (1991).
10. H.V.Asriyan, F.V. Gasparyan. *Mod. Phys. Lett. B*, **18**, 427 (2004).
11. Д.И.Биленко, О.Я.Белобровая, Э.А.Жаркова, И.Б.Мысенко, Е.И.Хасина. *ФТП*, **36**, 490 (2002).
12. С.В.Слободчиков, Д.Н.Горячев, Х.М.Салихов, О.М.Сресели. *ФТП*, **33**, 340 (1997).
13. Е.А.Тутов, М.Н.Павленко, И.В.Протасова, В.М.Кашкаров. *Письма в ЖТФ*, **28**, №17, 45 (2002).
14. B.Szentpali, P.Gottwald, T.Mohacsy, K.Molnar, I.Barsony. *Proc. SPIE*, **5113**, 398 (2003).
15. I.Bloom, I.Balberg. *APL*, **74**, 1427 (1999).

16. **Z.H.Mkhitaryan, A.A.Shatveryan, V.M.Aroutiounian, M.Ghulinyan, L.Pavesi.** Extended Abstracts of the 5th Int. Conf., Sitges-Barcelona, 2006, p.254.
17. **Z.H.Mkhitaryan, A.A.Shatveryan, V.M.Aroutiounian, M.Ghulinyan, L.Pavesi, L.B.Kish, C.C.Granquist.** E-MRS IUMRS ICEM 2006 Spring Meeting. Symposium C. Silicon Nanocrystals for Electronic and Sensing Applications. Nice, France, 2006, p.27.
18. **Z.H.Mkhitaryan, A.A.Shatveryan, V.M.Aroutiounian, M.Ghulinyan, L.Pavesi.** Phys. stat. sol. (c), **4**, 2063 (2007).
19. **Z.H.Mkhitaryan, A.A.Shatveryan, G.A.Egiazaryan, H.V.Asriyan.** Proc. of the fifth international conference Semiconductor Micro- and Nanoelectronics, Agveran, Armenia, 2005, p.32.
20. **А.А.Шатверян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 129 (2006).
21. **D.Turner.** J. Electrochem. Soc., **5**, 402 (1958).
22. **З.О.Мхитарян, А.А.Шатверян, В.М.Арутюнян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 236 (2007).
23. **Н.С.Аверкиев, Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, Н.Н.Смирнова.** ФТП, **35**, 607 (2001).
24. **A.Mercha, L.K.J.Vandamme, L.Pichon, R.Carín, O.Bonnaud.** J. Appl. Phys., **90**, 4019 (2001).
25. **S.V.Melkonyan, F.V.Gasparyan, V.M.Aroutiounian, H.V.Asriyan.** 1/f-type noise in view of phonons interface percolation dynamics. 18th Int. Conf. on Noise and Fluctuations (ICNF 2005), September 19–23, 2005; Salamanca, Spain, p.87.

Ի՞նչ ԿՈՏԿԵՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ԱՂՍՈՒԿՆԵՐԸ
ՕՐՈՒՄ ԵՎ ԳԱԶԱՅԻՆ ԱՂՍՈՐԲՅԱՅԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Զ.Հ. ՄԻՒԹԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ՇԱՏՎԵՐՅԱՆ,
Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ցածր հաճախային աղմուկները ծակոտկեն սիլիցիումի շերտ ունեցող նմուշներում, որոնք ունենին Au/PS/SCS/Al կառուցվածքը: Չափումները կատարված են սենյակային ջերմաստիճանում՝ 1–500 Հց հաճախային տիրույթում: Գնահատված է աղմուկային գործակցի՝ α_H -ի թվային արժեքը և հայտնաբերված է α_H -ի կախվածությունը գազային միջավայրի բաղադրությունից: Ցույց է տրված, որ գազի առկայության դեպքում փոխվում է նաև հաճախության ցուցիչը:

NOISE IN POROUS SILICON STRUCTURES IN AIR AND IN GAS ADSORPTION CONDITIONS

Z.H. MKHITARYAN, A.A. SHATVERYAN,
V.M. AROUTIOUNIAN, F.V. GASPARYAN

Spectral density of the low-frequency noise in samples with a layer of porous silicon, having the Au/PS/SCS/Al structure were measured in the frequency range 1–500 Hz at room temperature. Numerical values of the Hooge parameter α_H are estimated, and the dependence of α_H on the composition of the gas environment in which a sample is placed is revealed. The possible reasons of observed high values of α_H for samples in air and the tendency of increase in α_H in conditions of gas adsorption are discussed. With introduction of carbon oxide in air the frequency index γ in the $1/f^\gamma$ dependence increases.

УДК 621.3

ОДНОСЛОЙНЫЕ АНТИОТРАЖАЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ GaAs

А.С. ОГАНЕСЯН

Центр полупроводниковых приборов и нанотехнологии,
Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 22 февраля 2008 г.)

Методом оптических матриц промоделированы и рассчитаны оптимальные параметры антиотражающих слоев к солнечным элементам на основе GaAs. Показано, что при помощи однослойных антиотражающих покрытий из Ta₂O₅ и ITO можно существенно снизить отражение от поверхности солнечных элементов из GaAs.

1. Введение

Существует множество методов улучшения рабочих характеристик полупроводниковых солнечных элементов (СЭ). Один из них – сокращение отражения с поверхности солнечного элемента. Для этого используются различные тонкопленочные покрытия [1-9].

Направленное изменение оптических свойств поверхности твердых тел с целью получения необходимой селективности в широком интервале спектра достигается, как правило, путем оптимального сочетания характеристик СЭ и покрытия. Управление характеристиками оптических поверхностей путем придания им селективных оптических свойств позволяет повысить КПД преобразования солнечной энергии. Применение антиотражающих покрытий с соответствующими коэффициентами преломления (n) и толщиной (d) ведет к увеличению поглощения солнечного излучения в видимой и ближней ИК областях спектра.

Применение арсенида галлия (GaAs) в солнечных элементах обусловлено прямозонностью этого полупроводника в сочетании со стабильностью, вследствие чего они нашли широкое применение в космической технике и для наземных применений. Как известно из зависимости КПД СЭ от ширины запрещенной зоны полупроводника, GaAs обладает шириной запрещенной зоны, близкой к оптимальному значению для эффективного фотовольтаического преобразования [1].

Вследствие относительно большого показателя преломления GaAs ($n \approx 3.5$), рабочая поверхность фотоэлементов отражает значительную часть падающего излучения во всем интервале спектра. Без нанесения антиотражающих покрытий коэффициент отражения элементов из GaAs составляет как минимум 35%. Эффективным способом

уменьшения потерь на отражение может служить нанесение просветляющих покрытий.

В данной работе рассчитаны спектры отражения однослойных пленок, нанесенных на СЭ из GaAs, для сравнения и последующего выбора антиотражающего покрытия к ним.

2. Результаты и обсуждение

При расчете параметров антиотражающих покрытий применялся метод оптических матриц, детально описанный в [5-9]. Для моделирования использована программа, написанная на основе ПО «Mathematica 6» [5-9], которая позволяет, зная закон дисперсии действительной (реальной) и мнимой частей коэффициента преломления вещества, на основе которого изготовлены СЭ, смоделировать и вычислить такие оптимальные параметры антиотражающих покрытий, как толщина и коэффициент преломления.

Разработанная программа была применена к кремниевым СЭ для моделирования спектров отражения различных антиотражающих покрытий. Полученные результаты сравнивались с известными в литературе экспериментальными данными. Сравнение показало совпадение с большой точностью теоретических результатов с экспериментальными данными.

Следовательно, учитывая тот факт, что к СЭ из GaAs в настоящее время проявляется большой интерес, вышеуказанная программа для расчета спектров отражения была применена для моделирования и расчетов параметров антиотражающих покрытий, нанесенных на СЭ на основе GaAs. Для этого в программе значения для мнимой и реальной частей коэффициента преломления кремния были заменены на известные из литературы данные для GaAs и были рассчитаны соответствующие кривые [10].

Расчет параметров покрытия сводится к нахождению оптической толщины d и показателя преломления просветляющей пленки m , определяемого для непрозрачных подложек соотношением

$$\frac{(n_1 - n_0)^2}{(n_1 + n_0)^2} = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k^2}{(n_2 + n_1)^2 + k^2}, \quad (1)$$

где $n_0 = 1$, n_1 , n_2 – показатели преломления воздуха, просветляющей пленки и подложки, соответственно, $k = \alpha\lambda/4\pi$ и α – коэффициент поглощения подложки.

Легко показать, что для выбора n_1 при условии пренебрежения k_2 можно с достаточной точностью воспользоваться формулой для просветления прозрачных диэлектриков:

$$n_1 = n_2^{1/2}. \quad (2)$$

Однако окончательный расчет n_1 можно провести лишь после определения толщины d просветляющего покрытия (или, что равнозначно, $\lambda_{\min}$, поскольку $d = \lambda_{\min}/4$), так как вследствие дисперсии m оптимальный показатель преломления n_1 просветляющего покрытия зависит от выбора точки минимального отражения.

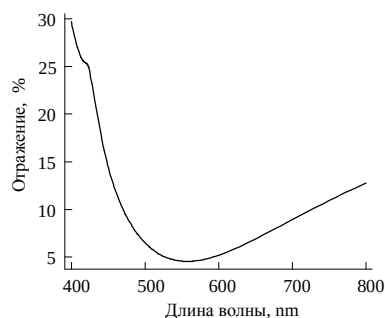


Рис.1. Спектр отражения пленки Si_3N_4 .

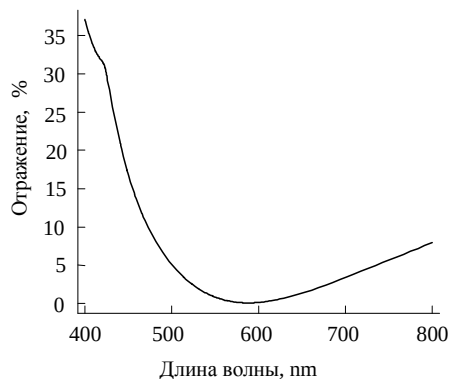


Рис.2. Спектр отражения пленки Ta_2O_5 .

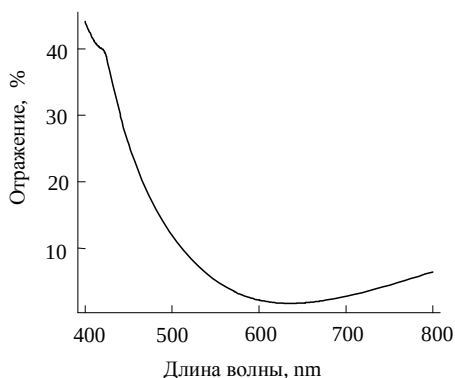


Рис.3. Спектр отражения пленки TiO_2 .

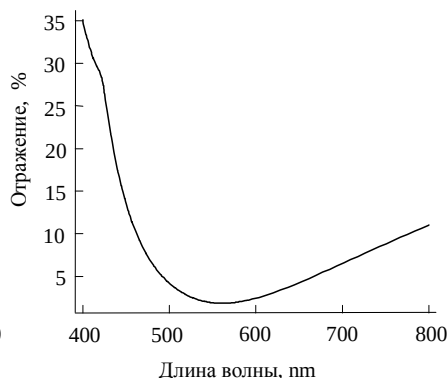


Рис.4. Спектр отражения пленки ZnS .

Из литературы известно, что в СЭ на основе GaAs в качестве антиотражающих применяют покрытия из следующих веществ: Al_2O_3 , ITO, Si_3N_4 , Ta_2O_5 , TiO_2 , ZnS . Расчеты проводились нами для толщин пленок от 50 до 100 нм. Наилучшие результаты моделирования были получены при следующих значениях толщин пленок в соответствии со значениями их коэффициентов преломления: Al_2O_3 $n = 1.63$, $d = 82$ нм; ITO $n = 2.3$, $d = 68$ нм; Si_3N_4 $n = 2.1$, $d = 70$; Ta_2O_5 $n = 2.03$, $d = 67$ нм; TiO_2 $n = 2.2$, $d = 65$ нм; ZnS $n = 2.3$, $d = 66$ нм. Полученные результаты графически представлены на рис.1–6.

Как видно из полученных результатов, по сравнению с другими материалами, меньшим коэффициентом отражения характеризуются пленки из Ta_2O_5 и ITO. Особо отметим пленки ITO, поскольку, как известно, они уже нашли широкое применение в различных солнечных элементах: это прозрачные проводящие пленки, применение которых решает сразу две проблемы – нанесение антиотражающего покрытия и токосъемных контактов.

3. Заключение

Используя метод оптических матриц, с помощью программы «Mathematica 6», были промоделированы и рассчитаны оптимальные параметры антиотражающих слоев к СЭ на основе GaAs. Как следует из полученных результатов, при помощи однослойных антиотражающих покрытий из Ta_2O_5 и ИТО можно существенно снизить отражение от поверхности солнечных элементов из GaAs, что в свою очередь может привести к повышению их КПД.

Автор выражает благодарность академику В.М.Арутюняну и к.ф.-м.н. Х.С.Мартirosяну за постановку задачи и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.М.Колтун.** Оптика и метрология солнечных элементов. М., Наука, 1985.
2. **N.D. Arora and J.R. Hauser.** J. Appl. Phys., **53**, 8839 (1982).
3. **M.Alone-Alaluf, J.Appelbaum, N.Croitoru.** Thin Solid Films, **320**, 159 (1998).
4. **D.Bouhafs, A.Moussi, A.Chikoue, J.M.Ruiz.** Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **52**, 79 (1998).
5. **V.M.Aroutiounian, K.R.Maroutyan, A.L.Zatikyan, K.J.Touryan.** Thin Solid Films, **403-404**, 517 (2002).
6. **V.M.Aroutiounian, K.R.Maroutyan, A.L.Zatikyan, C.Levy-Clement, K.J.Touryan.** Proc. SPIE on Solar and Switching Materials, **4458**, 61 (2001).
7. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, A.S.Hovhannisyan, P.G.Soukiassian.** SPIE Optics & Photonics, 6327OT-1 (2006).
8. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, P.Soukiassian.** Journal of Physics D: Applied Physics, **37**, L25 (2004).
9. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, P.Soukiassian.** Journal of Physics D: Applied Physics, **39**, 1623 (2006).
10. **A.S.Hovhannisyan, Kh.S.Martirosyan, V.M.Aroutiounian, P.G.Soukiassian.** Proc. of the Sixth International Conference on Semiconductor Micro- and Nanoelectronics, Tsakhcadzor, Armenia, 2007, p.97.

ՄԻԱՇԵՐՏ ՀԱԿԱԱՆԴՐԱԴԱՐՁՆՈՂ ԾԱԾԿՈՒՅԹՆԵՐ GaAs-ի ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ԱՐԵԳԱԿՆԱՅԻՆ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա.Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Օպտիկական մատրիցների մեթոդով մոդելավորված և հաշվարկված են GaAs-ի հիման վրա արեգակնային էլեմենտների համար հակաանդրադարձնող շերտերի օպտիմալ պարամետրերը: Հաշվարկների արդյունքները ցույց են տալիս, որ Ta_2O_5 և ITO միաշերտ հակաանդրադարձնող ծածկույթների կիրառմամբ կարելի է էականորեն նվազեցնել անդրադարձումը GaAs-ի հիման վրա արեգակնային էլեմենտների մակերևույթից:

SINGLE-LAYER ANTIREFLECTION COATINGS FOR GaAs SOLAR CELLS

A.S. HOVHANNISYAN

Optimal parameters of antireflection coatings for GaAs solar cells are calculated. Results of calculations show that by using single-layer Ta_2O_5 and ITO antireflection coatings it is possible to reduce considerably the reflectance from the surface of GaAs solar cells.

УДК 621.373

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТИПНОЙ СТРУКТУРЫ $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, ИЗГОТОВЛЕННОЙ МЕТОДОМ ВАКУУМНОГО ЛАЗЕРНО-ИМПУЛЬСНОГО ОСАЖДЕНИЯ

К.Э. АВДЖЯН¹, Г.Г. ВАРДАНЯН¹,
Р.П. ГРИГОРЯН², А.М. ХАЧАТРЯН¹

¹Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

²Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 5 декабря 2007 г.)

Методом вакуумного лазерно-импульсного осаждения изготовлена изотипная структура $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$. Исследована спектральная зависимость фотоотклика полученной структуры при температуре 120 К. На кривой спектральной зависимости наблюдается изменение знака фотоотклика как при нулевом смещении, так и при приложенных внешних напряжениях. Дано качественное объяснение этому явлению.

1. Введение

Одним из важных отличий полупроводниковых устройств на основе изотипных гетеропереходов (ГП) по сравнению с $p-n$ ГП является то, что в них в токопереносе играют роль только основные носители. В них отсутствует эффект накопления заряда и, как следствие, повышается быстродействие. Однако, это справедливо и для технологически проще изготавливаемых переходов металл-полупроводник (диоды Шоттки). Поэтому примеры удачных применений изотипных ГП не так уж многочисленны. Следует отметить, что лишь на изотипных ГП, имеющих обедненные носителями области по обе стороны гетерограницы, в которых наблюдается смена знака фотоотклика, и были предложения по созданию полупроводникового прибора, который помимо фотоприемного устройства может работать и как нуль-частотомер [1,2]. Полупроводниковые же гетероструктуры на основе антимонида индия (InSb), теллуридов свинца (PbTe) и кадмия (CdTe) привлекают внимание в связи с созданием фотоприемников, перекрывающих как полосы поглощения большинства газов, имеющих в атмосфере, так и включающих в себя основные атмосферные “окна” в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн. В связи с вышесказанным становится актуальным получение и исследование изотипных гетероструктур на основе указанных материалов. В данной работе приведены результаты исследований фотоэлектрических свойств изотипной структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, изготовленной методом вакуумного лазерно-импульсного осаждения.

2. Эксперимент

Установка лазерно-импульсного осаждения состояла из лазера (стекло с Nd^{3+}), работающего в режиме модулированной добротности (длительность импульса 30 нс, длина волны излучения 1,06 мкм, интенсивность в зоне облучения мишени $\sim 10^8$ Вт/см²) и вакуумной камеры с остаточным давлением паров $2(10^{-6})$ мм рт.ст. В качестве подложек для синтеза полупроводниковой гетероструктуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ были использованы хорошо обработанные пластины из $n\text{InSb}$ ($n = 3.1 \times 10^{14}$ см⁻³) толщиной 300 мкм. Тонкие (200 нм) пленки соединений PbTe и CdTe были получены при температуре подложки 550 К поочередным нанесением слоев из элементов, входящих в состав этих соединений.

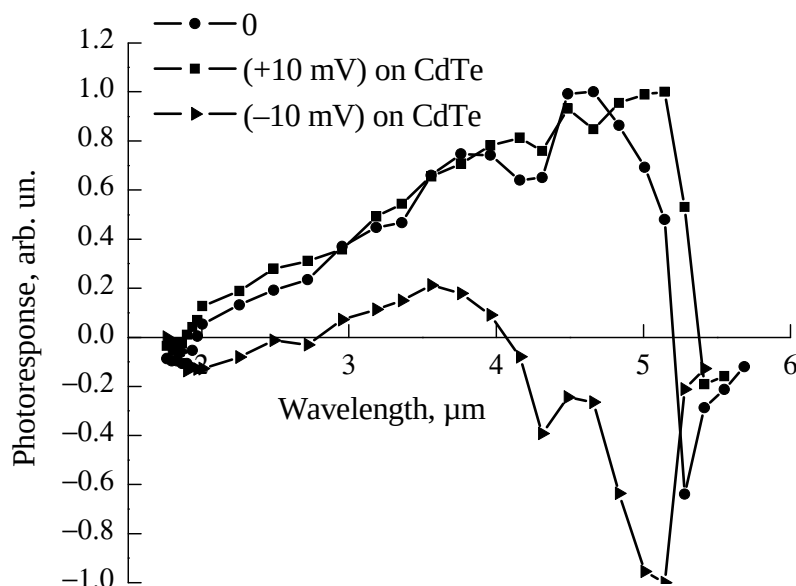


Рис.1. Спектральная зависимость фотоотклика изотипной структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$.

Известно [3], что при лазерном смешивании материалов, в зависимости от режимов осаждения, полная взаимная диффузия с образованием новой фазы может достигаться при толщинах в несколько нанометров. Исходя из этого и из того, что стехиометричные пленки получаются при равных количествах осаждаемых элементов, поочередное осаждение проведено в тех технологических режимах, где за один испаряющий импульс осаждаются примерно одинаковые ($\sim 1,5-2$ нм) количества Pb, Cd и Te. Найдены соответствующие интенсивности испаряющих излучений: $q_{\text{Pb}} \approx 1.1 \times 10^8$ Вт/см², $q_{\text{Te}} \approx 0.7 \times 10^8$ Вт/см², $q_{\text{Cd}} \approx 1 \times 10^8$ Вт/см². Металлические контакты к структуре $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ получены вакуумным термическим осаждением индия. Изготовленные фотодиодные структуры помещались в оптический криостат (модель VPFF100) для спектральных измерений. Спектральная зависимость фотоотклика (структура освещалась перпендикулярно к переходу со стороны широкозонного CdTe) получена на спектрофотометре ИКС-21 при температуре

120 К и при разных внешних напряжениях, подаваемых на фотодиодные структуры (рис.1).

3. Результаты исследований и их обсуждение

Как видно из рис.1, полученные гетероструктуры фоточувствительны в диапазоне 1–6 мкм, и на кривых спектральной зависимости наблюдается смена знака фотоотклика при определенной длине волны, которая зависит от приложенного внешнего напряжения. Очевидно, что это является результатом генерации излучением в данной структуре фототоков противоположных направлений. Следует отметить, что подобное явление неоднократно наблюдалось на изотипных и рассогласованных по кристаллической решетке гетеропереходах, имеющих обедненные носителями области по обе стороны гетерограницы [1,2]. Рассмотренная в [2] изотипная структура $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ является классическим примером «неидеального» ГП. Для этих полупроводников рассчитанное число поверхностных состояний на границе раздела, равное $N_{ss} \approx 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, слишком велико, и физические свойства в основном определяются границей раздела. Из-за значительного заполнения набора состояний, которое придает поверхности гетерограницы металлический характер, ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ в [2] представляется как состоящий из трех отдельных переходов: барьер Шоттки между первым полупроводником InSb и его собственной металлоподобной поверхностью, барьер Шоттки между металлоподобной поверхностью второго полупроводника GaAs и им самим и металлический контакт между двумя плоскостями поверхностных состояний. Фотоэлектрические свойства такого ГП анализируются с помощью соотношений, связывающих ток и напряжение двух диодов Шоттки, включенных навстречу друг другу (подробности см. в [2]). Смена знака фотоотклика наблюдается и в барьерных фотодиодных структурах на основе $n\text{Si}$ [4]. Объяснение этому явлению авторами дано без привлечения поверхностных состояний при рассмотрении модели двух диодов Шоттки, включенных противоположно.

В нашем случае изготовленная изотипная структура $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ имеет две гетерограницы с малым несоответствием решеток $\Delta a \sim 0,3\%$ ($\Delta a = (a_1 - a_2)/a_1$), где a_1 и a_2 – параметры решеток контактирующих материалов. Рассчитанное же число поверхностных состояний на границах раздела составляет $N_{ss} \approx 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что мало влияет на токоперенос в данной структуре. Объяснение смены знака фотоотклика может быть дано, если структуру $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ рассмотреть как отдельные гетероструктуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}$ и $n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, включенные последовательно. При этом, если имеется барьер со стороны $n\text{InSb}$, то в данной структуре возможно образование генерируемых излучением фототоков противоположных направлений. Так как электронные сродства InSb и PbTe мало отличаются, то образование барьера возможно при разнице работ выхода этих материалов. Выравнивание фототоков противоположных направлений происходит при определенных длинах волн, зависящих уже от свойств создающих структуру материалов (степень легирования, электронное сродство, ширина запрещенных зон). На рис.2 представлена возможная зонная энергетическая диаграмма, объясняющая полученные нами результаты по фотоэлектрическим измерениям. Детальные теоретические расчеты и предложения по применению изготовленной структуры будут сделаны в последующей работе.

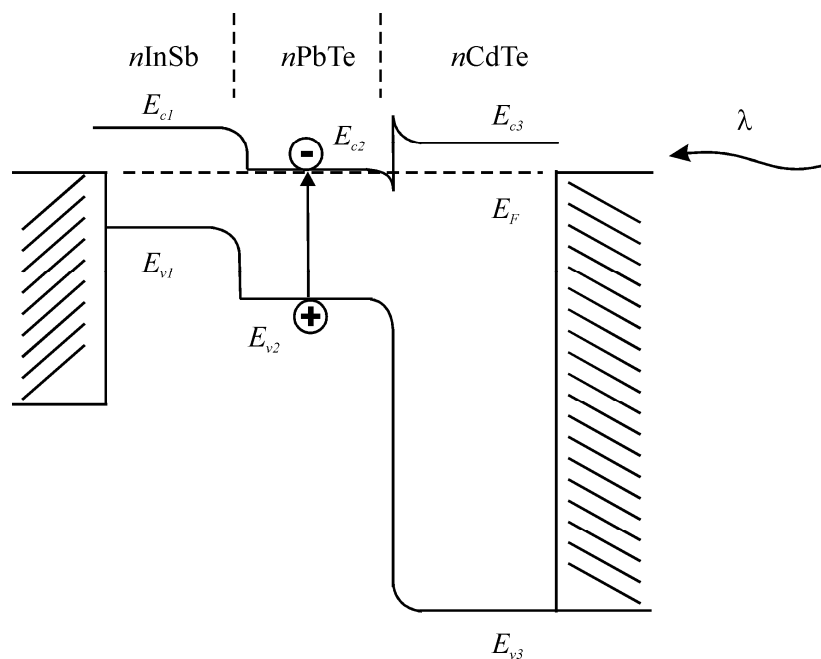


Рис.2. Возможная зонная энергетическая диаграмма структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$.

4. Заключение

Методом вакуумного лазерно-импульсного осаждения синтезирована изотипная полупроводниковая структура $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$. Установлено, что полученная структура фоточувствительна в диапазоне 1–6 мкм, и на кривой спектральной зависимости наблюдается изменение знака фотоотклика. Объяснение смены знака фотоотклика может быть дано посредством рассмотрения структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ как отдельных гетероструктур $n\text{InSb}-n\text{PbTe}$ и $n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, включенных последовательно.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения “Полупроводниковая наноэлектроника”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Л.Шарма, Р.К.Пурохит. Полупроводниковые гетеропереходы. М. Сов. радио, 1979.
2. A.G.Alexanian, K.E.Avjjan, R.K.Kazarian, L.A.Matevossian. Inter. Journal of The IR and MM Waves, **18**, 139 (1997).
3. К.Э.Авджян, А.Г.Алексанян, Р.К.Казарян, Л.А.Матевосян, Г.Э.Мирзабекян. Квантовая электроника, **15**, 181 (1988). K.E.Avdzhyan, A.G.Aleksanyan, R.K.Kazaryan, L.A.Matevosyan, G.E.Mirzabekyan. Soviet Journal of Quantum Electronics, **18**, 117 (1988).
4. S.Kh.Khudaverdyan, J.G.Dokholyan, A.A.Kocharyan, A.M.Kechiyantz, D.S.Khudaverdyan. Solid-State Electronics, **49**, 634 (2005).

ՎԱԿՈՒՈՒՄԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՓՈՇԵՆՍԵՅՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ ԻԶՈՏԻՊ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Կ.Է. ԱՎՋՅԱՆ, Գ.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ռ.Պ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա.Մ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Վակուումային լազերաիմպուլսային փոշենստեցման մեթոդով պատրաստված է $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ իզոտիպ անցում: Հետազոտված է ստացված կառուցվածքի ֆոտոարձագանքը 120 K ջերմաստիճանում: Սպեկտրալ կախվածության վրա դիտվել է ֆոտոարձագանքի նշանի փոփոխություն ինչպես զրոյական շեղման դեպքում, այնպես էլ կիրառված արտաքին լարման դեպքում: Տրված է այդ երևույթի որակական բացատրությունը:

PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ ISOTYPE STRUCTURE PREPARED BY VACUUM PULSED-LASER DEPOSITION TECHNIQUE

K.E. AVJYAN, G.H. VARDANYAN, R.P. GRIGORYAN, A.M. KHACHATRYAN

An $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ isotype junction was prepared by vacuum pulsed-laser deposition technique. The spectral response of such structure was investigated at the temperature 120 K. Change of the sign of spectral response was observed in the spectral dependence both at zero bias and at outer applied voltages. A qualitative explanation of this phenomenon is given.

УДК 621.373

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМНОВЫХ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОТИПНОЙ СТРУКТУРЫ $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$

К.Э. АВДЖЯН, Г.Г. ВАРДАНЯН, А.М. ХАЧАТРЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

(Поступила в редакцию 11 февраля 2008 г.)

Приведены результаты исследований температурной зависимости темновых вольт-амперных характеристик структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$. Показано, что в температурном диапазоне от 115 К до 125 К существует энергетический барьер для носителей заряда со стороны InSb, что строго связано с разными температурными зависимостями концентрации электронов в $n\text{InSb}$ и $n\text{PbTe}$.

Смена знака фотоотклика в полупроводниковых структурах наблюдается уже несколько десятилетий. Следует отметить, что подобное явление, как правило, имеет место в изотипных и рассогласованных по кристаллической решетке гетропереходах, имеющих обедненные (или обогащенные) носителями области по обе стороны гетерограницы. Поверхностные состояния, которые возникают на границе раздела как из-за рассогласования решеток контактирующих материалов, так и в зависимости от метода изготовления перехода, играют важную роль в токопереносе. Взаимодействуя с носителями тока, они изменяют пространственное распределение заряда у границы раздела и тем самым влияют на характеристики неравновесных процессов. В работах [1,2] методом вакуумного лазерно-импульсного осаждения (ЛИО), изготовлена изотипная структура $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$. Исследован фотоотклик полученной структуры и на спектральной зависимости обнаружено изменение знака фотоотклика (измерения проводились при температуре 120 К). Объяснение этому явлению авторами дано без привлечения поверхностных состояний при рассмотрении двухбарьерной модели.

В данной работе исследована температурная зависимость темновых вольт-амперных характеристик изотипной структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, изготовленной методом ЛИО. Среди альтернативных технологий по изготовлению наноразмерных пленок и тонкопленочных структур метод вакуумного ЛИО занимает определенное место [3-5]. Метод основан на использовании физических явлений, возникающих при воздействии лазерного излучения на твердые мишени и приводящих к абляции вещества из зоны облучения.

Следует отметить, что на структуре $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ наблюдается изменение знака фотоотклика как при нулевом смещении, так и при приложенных внешних напряжениях. Для объяснения этого явления в [1] была выдвинута идея о существовании со

стороны $n\text{InSb}$ энергетического барьера для генерированных излучением носителей заряда, что возможно только при разнице работ выхода этих материалов (электронные сродства почти одинаковы). О существовании второго барьера можно судить из вольт-амперных характеристик (ВАХ). На рис.1 приведена температурная зависимость темновых ВАХ структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, измеренная с помощью оптического криостата модели VPF100. Нелинейности на ВАХ наблюдаются ниже температуры 140 К. В интервале от 80 К до 100 К ВАХ подобны характеристикам однобарьерных p^+-n переходов с медленно меняющимся от температуры напряжением отсечки ($V_{\text{отс}}$), определяющим начало прямолинейного участка ветвей ВАХ («+» на CdTe). При увеличении температуры, наблюдается резкое уменьшение $V_{\text{отс}}$ от 0.25 В при 90 К до 0.07 В при 130 К. Иначе обстоит дело, когда «+» смещения подается на InSb. В температурном интервале от 115 К до 125 К $V_{\text{отс}} = 0,15$ В (при этом, когда «+» смещения на CdTe, $V_{\text{отс}} = 0,16$ В). Ниже и выше этих температур имеет место резкое уменьшение $V_{\text{отс}}$. Подобное поведение ВАХ можно объяснить лишь появлением в узком диапазоне температур (от 115 К до 125 К) барьера для носителей заряда со стороны InSb.

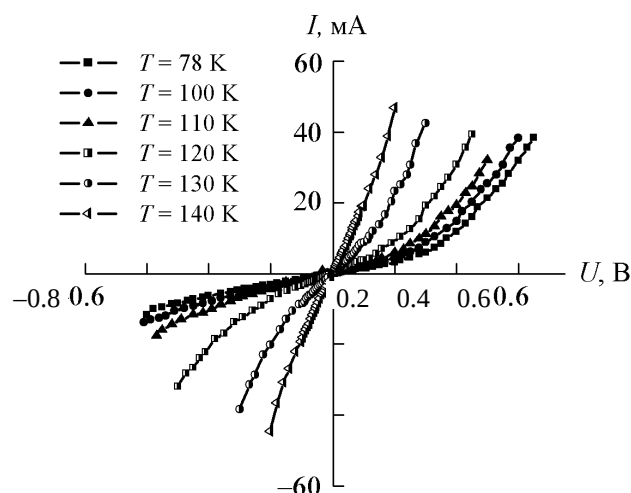


Рис.1. Температурные зависимости темновых вольт-амперных характеристик структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$.

Рассмотрим полученные нами экспериментальные результаты с точки зрения физических свойств создающих структуру материалов. Собственная концентрация носителей в PbTe порядка 10^{12} см^{-3} , однако эти значения на практике не достижимы по двум причинам: из-за больших значений статической диэлектрической проницаемости и малой эффективной массы носителей. Технология получения пленок $n\text{PbTe}$ описана в [2]. Наши электрофизические исследования показали, что полученные пленки имеют проводимость n -типа со слабо меняющейся от температуры концентрацией электронов (порядка $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Используя формулу для концентрации электронов в вырожденном полупроводнике (см., например [6]):

$$n = \frac{1}{3\sqrt{\pi}} N_c \left(\frac{F - E_c}{KT} \right)^{3/2}$$

(где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, F – уровень Ферми, E_c – энергия дна зоны проводимости, k – коэффициент Больцмана, T – температура), подстановкой соответствующих численных значений получаем $E_c - F = 0,036$ эВ при комнатной температуре. Уровень Ферми лежит в зоне проводимости и не меняется в исследованном нами диапазоне температур. После формирования структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, в равновесии уровень Ферми одинаков во всех частях системы. При понижении температуры появление барьера со стороны $n\text{InSb}$ связано с температурной зависимостью уровня Ферми для компенсированного полупроводника $n\text{InSb}$ ($N_d - N_a = 3.1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре).

В заключение отметим, что полученные нами результаты важны для объяснения механизма изменения знака фотоотклика в изотипной структуре $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения “Полупроводниковая наноэлектроника”.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Г.Г.Вардanian**. Вестник МАНЭБ, **12**, вып. **2**, 62 (2007).
2. **К.Э.Авджян, Г.Г.Вардanian, Р.П.Григорян, А.М. Хачатрян**. Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 216 (2008).
3. **Ю.А.Битюрин, С.В.Гапонов** и др. Электронная промышленность, **5-6**, 110 (1981).
4. **А.Г.Алексанян** и др. Электронная промышленность, **1**, 55 (1982).
5. **D.B.Chrisey, G.K.Hubler**. Pulsed Laser Deposition of Thin Films. New York, Wiley, 1994.
6. **В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников**. Физика полупроводников. М., Наука, 1977.

TEMPERATURE DEPENDENCE OF DARK CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF ISOTYPE $n\text{InSb}$ $n\text{PbTe}$ $n\text{CdTe}$ STRUCTURE

K.E. AVJYAN, G.H. VARDANYAN, A.M. KHACHATRYAN

The temperature dependence of the dark current-voltage characteristics of an $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ structure is investigated. Measurements performed in the temperature range of 115 K – 125 K have revealed an energy barrier for the electron flow through the InSb layer. It is shown that these results are strictly connected with different temperature dependences of electron concentrations in $n\text{InSb}$ and $n\text{PbTe}$.

УДК 535.37

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ZnO:Er

Н.Р. АГАМАЛЯН¹, Р.К. ОВСЕПЯН¹, Е.А. КАФАДАРЯН¹,
Р.Б. КОСТАНЯН¹, С.И. ПЕТРОСЯН¹, Г.О. ШИРИНЯН¹,
М.Н. НЕРСИСЯН¹, А.Х. АБДУЕВ², А.Ш. АСВАРОВ²

¹ Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

² Институт физики, Дагестанский научный центр РАН, Махачкала

(Поступила в редакцию 12 декабря 2007 г.)

Исследовано влияние концентрации примеси и отжига в окислительной атмосфере на структурные, оптические и электрические свойства пленок ZnO:Er, полученных методом вакуумного электронно-лучевого напыления на сапфировых подложках. Оптические характеристики этих пленок исследованы в УФ, видимом и ИК диапазонах методами абсорбционно-отражательной и излучательной спектроскопии. Проведены также измерения удельного сопротивления полученных пленок. Экспериментальные результаты показали, что изначально пленки ZnO:Er имеют высокую прозрачность в видимой области, низкое удельное сопротивление и могут быть использованы как эффективные прозрачные проводящие оксиды (TCOs). В то же время эти пленки после отжига в окислительной атмосфере имеют видимую полосу излучения, что может быть использовано при изготовлении светодиодов.

1. Введение

Оксид цинка (ZnO) является широкозонным (E_g - 3.3 эВ) полупроводником A^{II}B^{VI} с проводимостью *n*-типа, имеющим потенциально важное применение в качестве прозрачных электродов, газовых сенсоров, светоизлучающих и оптоэлектронных устройств. Легированные эрбием пленки ZnO (ZnO:Er) являются важным материалом для светодиодов, лазерных диодов и оптических усилителей на ~ 1.54 мкм из-за их высокой электрической проводимости и прозрачности [1-5]. Увеличение числа излучающих центров эрбия достигается посредством отжига и дополнительного легирования кислородом. Термическая обработка не только улучшает кристаллическое качество пленок, но также приводит к взаимодействию между пленкой и примесью, особенно при высоких температурах [5-9].

В данной работе исследовано влияние температуры и длительности окислительного отжига на структурные, оптические и электрические характеристики чистых и легированных эрбием пленок ZnO. Измерены оптическое пропускание (T), отражение (R), коэффициент поглощения α , ширина запрещенной зоны (E_g), удельное сопротивление (ρ), концентрация (N) и подвижность (μ) электронов в чистых и легированных пленках до и после термического

отжига на воздухе.

2. Методика эксперимента

Чистые и легированные эрбием пленки ZnO были изготовлены методом вакуумного электронно-лучевого напыления [10,11] на подложках из сапфира с ориентацией (0001). Синтезированные керамические таблетки ZnO и ZnO:Er использовались в качестве мишеней для напыления. После напыления пленки отжигались на воздухе для оптической активации ионов Er. Кристаллическое качество и ориентация полученных пленок устанавливались методом рентгеновской дифракции. Концентрация примеси в пленках определялась электронным сканирующим микроскопом с системой микроанализа, основанного на возбуждении характеристического рентгеновского излучения. Порог чувствительности этого измерения $\approx 10^{-2}$ ат%. Точность измерения отношения концентраций Er/Zn $\approx 10^{-5}$, это означает точность определения концентрации эрбия ≈ 0.1 ат%. Спектры пропускания и отражения регистрировались при комнатной температуре с использованием УФ, видимого и ИК спектрофотометров. Источником возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) служила ртутная лампа с выходной мощностью 50 Вт. Спектры ФЛ регистрировались при комнатной температуре спектрометром ДФС-12. Электрическое сопротивление пленок измерялось стандартным четырехзондовым методом.

3. Обсуждение результатов

Спектры оптического пропускания T и отражения R исследованных пленок в зависимости от энергии фотонов $h\omega$, измеренные в диапазоне длин волн 300-5000 нм, показывают более чем 80% пропускания в видимой и ближней ИК областях с несколькими интерференционными полосами и резким УФ краем. Измеренные значения пропускания T и отражения R превращались в коэффициенты поглощения α с помощью соотношения

$$\alpha(\lambda) = 1/d \ln[(1-R)^2/T], \quad (1)$$

где d – толщина пленки, которая определялась с помощью интерференционных полос в оптических спектрах [12].

Ширина запрещенной зоны E_g может быть оценена в предположении прямозонных переходов между валентной зоной и зоной проводимости. Коэффициенты поглощения α в зависимости от энергии фотонов могут быть выражены как

$$(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - E_g), \quad (2)$$

где A – некая константа. Ширина запрещенной зоны получалась экстраполяцией линейной части кривых $(\alpha h\nu)^2$ как функций фотонной энергии $h\nu$ падающего излучения до пересечения с осью энергии (при $\alpha = 0$). Зависимости $(\alpha h\nu)^2$ от энергии $h\nu$ для различных концентраций ионов Er в пленках ZnO показаны на рис.1. Согласно этим данным, E_g составляет изначально 3.35 эВ и 3.43 эВ для концентраций 0.49 ат% и 0.64 ат% Er в пленках ZnO, а затем уменьшается вплоть до 3.28 эВ и 3.29 эВ для отожженных пленок с теми же концентрациями. Для сравнения отметим, что E_g чистых пленок ZnO, полученных тем же методом, составляет 3.3 эВ и уменьшается до 3.29 эВ после отжига на воздухе [10].

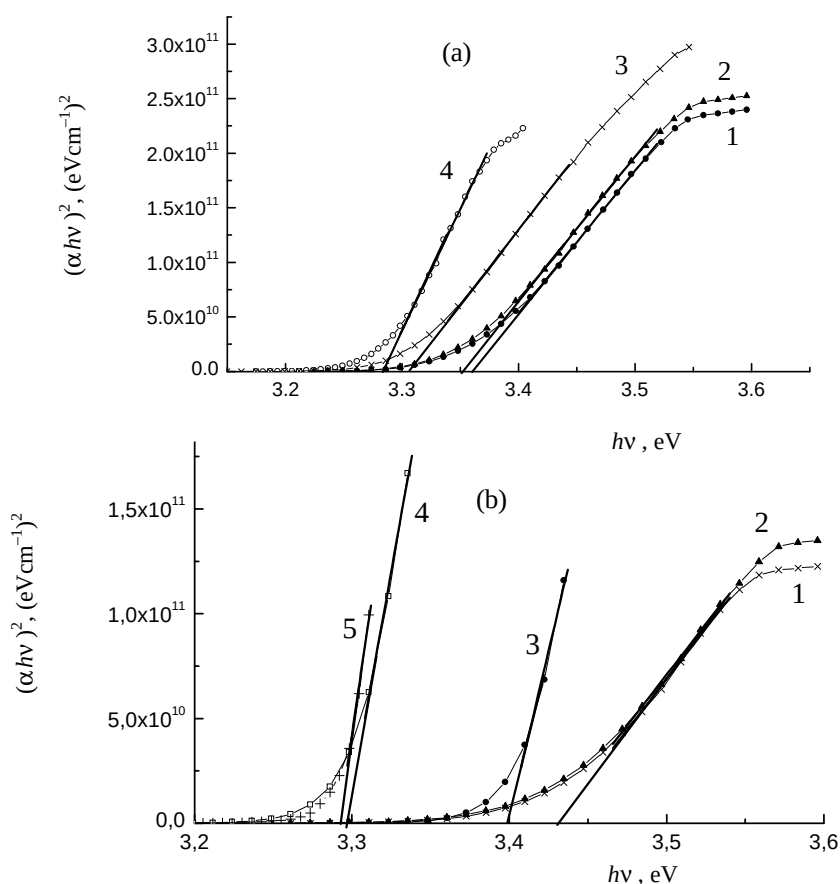


Рис.1. Зависимости $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов $h\nu$ для определения ширины зоны E_g пленок: (а) ZnO:Er с 0.49 ат% примеси, 1 - as-dep., $E_g = 3.36$ эВ; 2 - as-dep., $E_g = 3.35$ эВ; 3 - отжиг 500°C/1ч, $E_g = 3.31$ эВ; 4 - отжиг 650°C/7мин, $E_g = 3.28$ эВ, (б) ZnO:Er с 0.64 ат% примеси, 1 - as-dep., $E_g = 3.43$ эВ; 2 - as-dep., $E_g = 3.43$ эВ; 3 - отжиг 600°C/1ч, $E_g = 3.40$ эВ; 4 - отжиг 650°C/1ч, $E_g = 3.30$ эВ; 5 - отжиг 800°C/1ч, $E_g = 3.29$ эВ.

Обычно голубой сдвиг края поглощения (сдвиг Бурштейна(Мосса) [13,14] с увеличением ширины зоны связывается с увеличением концентрации носителей. Эти результаты показывают, что атомы Er в ZnO являются донорами и увеличивают концентрацию электронов в зоне проводимости.

Коэффициенты поглощения α вблизи края поглощения следуют экспоненциальному закону, т.е. урбаховскому краю, задаваемому выражением $\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp(h\nu / E_0)$. Здесь α_0 – постоянная и E_0 – эмпирический параметр, обычно слабо зависящий от температуры и описывающий ширину локализованных состояний в запрещенной зоне, но не их энергетические позиции. Величина E_0 рассматривается как параметр, который включает влияние всех возможных дефектов. Из наклона линейной части кривой зависимости коэффициента поглощения в полулогарифмическом масштабе как функции фотонной энергии $h\nu$ рассчитывается величина E_0 . На рис.2 показаны зависимости α от $h\nu$ для различных

концентраций Er в пленках ZnO до и после отжига. Уменьшение параметра E_0 из-за термической обработки от 156 мэВ до 71 мэВ для ZnO:Er (0.64 ат%) и от 134 мэВ до 102 мэВ для ZnO:Er (0.49 ат%) показывает, что в отожженных пленках имеется лучшая стехиометрия. Данные рентгеновской дифракции, а именно, уменьшение ширины пика (0002) пленок ZnO от 19.5' до 15' и от 20' до 17.5' соответственно для концентраций 0.64 ат% и 0.49 ат% примеси Er при отжиге свидетельствуют об улучшении кристаллического качества.

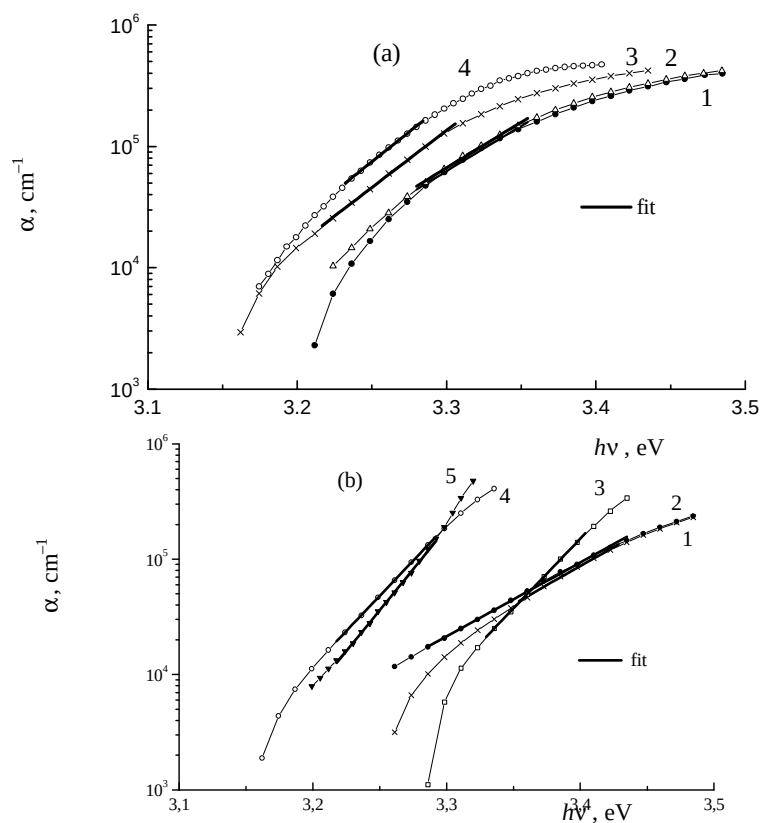


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения α вблизи УФ края поглощения от энергии фотонов $h\nu$ для определения параметра E_0 пленок: (a) ZnO:Er: с 0.49 ат% примеси, 1 - as-dep., $E_0 = 134$ мэВ; 2 - as-dep., $E_0 = 134$ мэВ; 3 - отжиг 500°C/1ч, $E_0 = 106$ мэВ; 4 - отжиг 650°C/7мин, $E_0 = 102$ мэВ. (b) ZnO:Er 0.64 ат% примеси, 1 - as-dep., $E_0 = 151$ мэВ; 2 - as-dep. $E_0 = 156$ мэВ; 3 - отжиг 600°C/1ч, $E_0 = 83$ мэВ; 4 - отжиг 650°C/1ч, $E_0 = 82$ мэВ; 5 - отжиг 800°C/1ч, $E_0 = 71$ мэВ.

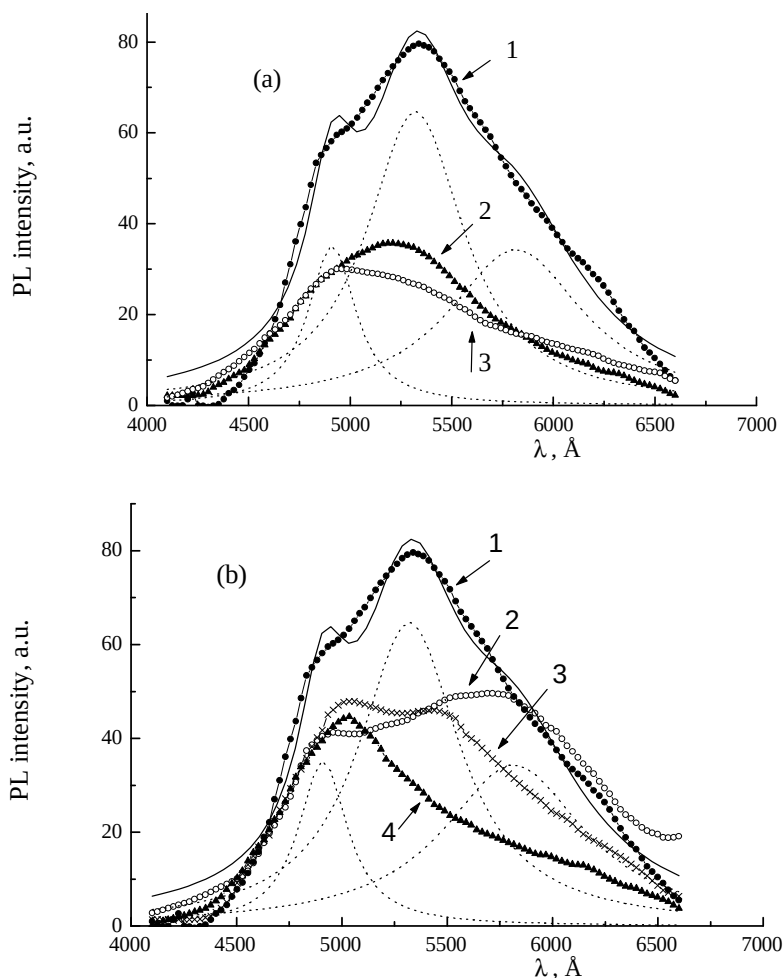


Рис.3. Спектры ФЛ при комнатной температуре для пленок: (a,b) 1 - чистый ZnO, отжиг 800°C/4ч и (a) ZnO:Er с 0.49 ат%, 2 - отжиг 650°C/7мин; 3 - отжиг 500°C/1ч и (b) ZnO:Er: с 0.64 ат%, 2 - отжиг 800°C/1ч; 3 - отжиг 650°C/1ч; 4 - отжиг 600°C/1ч.

Обычно спектры ФЛ чистых и примесных пленок ZnO имеют только интенсивную полосу излучения вблизи края поглощения (near-band emission – NBE) с пиком на 380 нм. Однако спектры фотолюминесценции отожженных пленок имеют две излучательные полосы: NBE около 380 нм и широкую полосу в видимой области от 450 до 680 нм, приписываемую излучению глубоких уровней (deep-level emission – DLE). Полоса NBE приписывается экситонам кристалла ZnO, в то время как полоса DLE приписывается дефектам и примеси [5-9]. На рис.3 приведены спектры ФЛ до и после отжига пленок ZnO:Er, а также (для сравнения) чистых пленок ZnO, выращенных при тех же условиях. Пунктирными линиями показаны результаты гауссовского разложения полосы излучения для чистых пленок ZnO. Полоса NBE не могла наблюдаться, поскольку использовался фильтр, срезающий свет с длиной волны меньше, чем 400 нм. Отжиг на воздухе приводит к значительному увеличению

эффективности переходов на глубокие уровни, т.е. активации DLE. Увеличение DLE является более существенным для пленок ZnO:Er, чем для чистых пленок ZnO, как видно из рис.3. Следовательно, примесь Er играет заметную роль в увеличении полосы DLE. Можно предположить, что вхождение ионов Er в решетку ZnO увеличивает энергию дефектных состояний из-за различия валентных состояний и ионных размеров Er и Zn.

Термический отжиг мог перестроить кислородное окружение ионов и сделать оптически активными состояния глубоких уровней. Передача энергии между экситонами и ионами Er^{3+} также могла иметь место, однако мы не наблюдали излучательные линии ионов Er^{3+} в видимой области. Возможно, слабые излучательные линии ионов Er^{3+} включены в сильную полосу DLE.

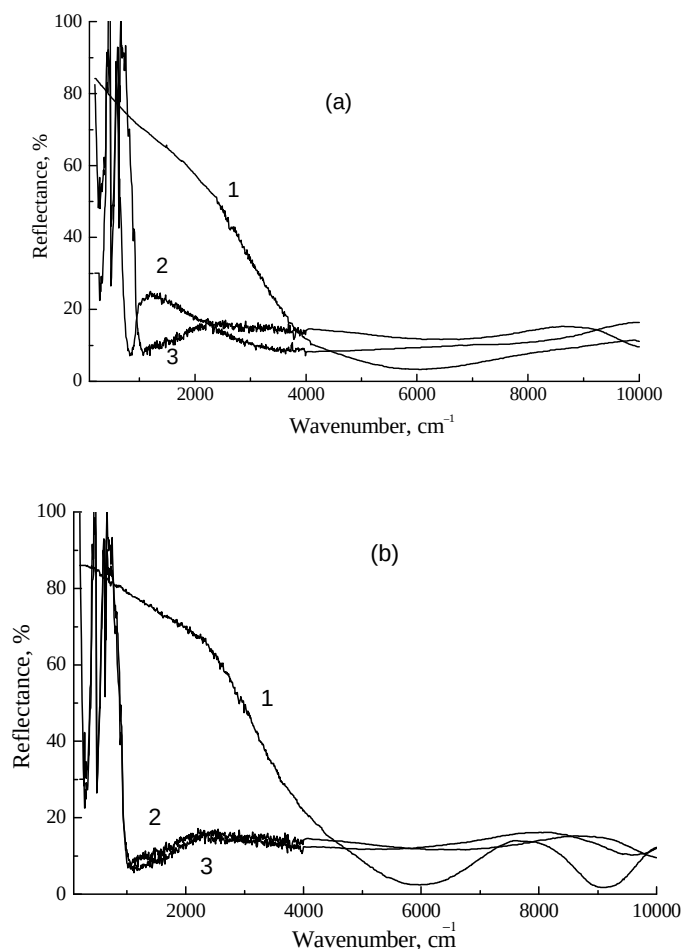


Рис.4. Плазменный край, наблюдаемый в спектрах отражения пленок ZnO:Er: (a) с 0.49 ат% примеси, 1 - as-dep., $\mu = 47 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $N=5.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\rho=0.003 \text{ Ohm cm}$; 2 - отжиг $650^\circ\text{C}/7\text{мин.}$, 3 - $500^\circ\text{C}/1\text{ч.}$ и (b) 0.64 ат% примеси 1 - as-dep. $\mu = 21 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $N=7.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\rho=0.0056 \text{ Ohm cm}$; 2 - отжиг $800^\circ\text{C}/1\text{ч.}$; 3 - отжиг $650^\circ\text{C}/1\text{ч.}$

На рис.4 представлены спектры отражения для пленок ZnO с содержанием Er 0.49 ат% и 0.64 ат% до и после отжига в частотной области 10000-800 см^{-1} . Спектры пленок ZnO:Er до отжига являются типичными для полупроводников, имеющих высокое отражение ($\sim 80\%$) в области $\omega < 3000 \text{ см}^{-1}$ и наблюдается плазменный край вблизи 6000 см^{-1} , обусловленный влиянием свободных носителей. Из спектров отражения, на основе модели Друде, методом Крамерса(Кронига) были рассчитаны концентрация носителей N , подвижность электронов μ и оптическое удельное сопротивление ρ_{dc} (см. рис.4) [11]. Для отожженных образцов отражение не дает плазменного резонанса в исследуемой частотной области (10000-3000 см^{-1}), и отражение не меняется в пределах этой спектральной области. Такое поведение обусловлено уменьшением концентрации носителей.

Величина удельного электрического сопротивления, измеренная оптическими методами, находится в хорошем согласии с удельным электрическим сопротивлением, измеренным стандартным четырехзондовым методом (рис.5). Электрическое удельное сопротивление для концентраций 0.49 ат% и 0.64 ат% Er в пленках ZnO до и после отжига приведено на рис.5. Электрическое удельное сопротивление увеличивается от $\sim 4 \times 10^{-3} \text{ Ом см}$ и $\sim 5.5 \times 10^{-3} \text{ Ом см}$ для неотожженных пленок вплоть до $\sim 10^5 \text{ Ом см}$ и $\sim 10^3 \text{ Ом см}$ для отожженных пленок для содержания примеси Er 0.64 ат% и 0.49 ат%, соответственно. Сопротивление увеличивается в процессе термической обработки в основном из-за уменьшения концентрации носителей.

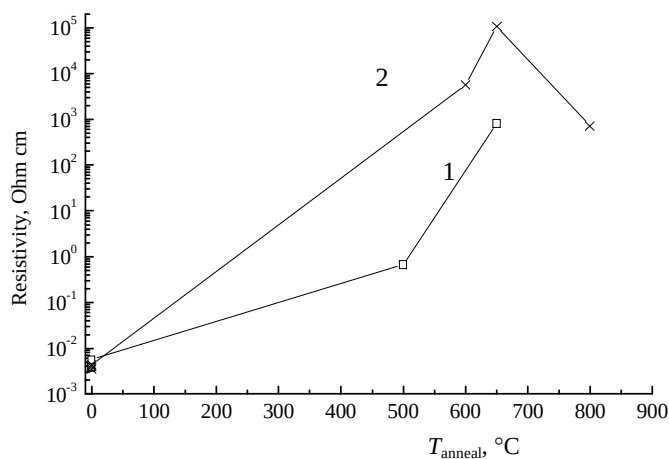


Рис.5. Удельное сопротивление пленок ZnO:Er как функция температуры отжига для пленок с различным содержанием Er: 1 – 0.49 ат% Er, 2 – 0.64 ат% Er.

4. Заключение

Таким образом, исследование пленок ZnO:Er, полученных методом электронно-лучевого напыления в вакууме, показало, что изначально они имеют высокую прозрачность (~80%) и низкое удельное сопротивление ($\sim 10^3$ Ом см) и могут быть использованы как прозрачные проводящие электроды. Последующий термический отжиг пленок ZnO:Er в окислительной среде приводит к улучшению кристаллического качества и активации излучательных центров в видимой области, что представляет интерес при создании светодиодов.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда ANSEF (грант No PS-condmatex-785).

ЛИТЕРАТУРА

1. X.T.Zhang, Y.C.Liu, J.G.Ma, Y.M.Lu, D.Z.Shen, W.Xu, G.Z.Zhong, X.W.Fan. Thin Solid Films, **413**, 257 (2002).
2. J. L.Bubendorff, J.Ebothia, A.El Hichou, R.Dounia, M.Addou. J. Appl. Phys., **100**, 014505 (2006).
3. Siguo Xiao, Xiaoliang Yang, Zhengwei Liu, X.H. Yan. Optical Materials, **28**, 285 (2006).
4. A.K.Pradhan, L.Douglas, H.Mustafa, R.Mundle, D.Hunter, C.E.Bonner. Proc. SPIE, **90**, 072108 (2007).
5. Z.Pan, S.H.Morgan, A.Ueda, R.Aga Jr., A.Steigerwald, A.B.Hmelo, R.Mu. J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 266216 (2007).
6. D.C.Agarwal, R.S.Chauhan, A.Kumar, D.Kabiraj, F.Singh, S.A.Khan, D.K.Avasthi, J.C.Pivin, M.Kumar, J.Ghatak, P.V.Satyam. J. Appl. Phys., **99**, 123105 (2006).
7. H.S.Kang, J.S.Kang, J.W.Kim, S.Y.Lee. J. Appl. Phys., **95**, 1246 (2004).
8. F.K.Shan, G.X.Liu, W.J.Lee, G.H.Lee, I.S.Kim, B.C.Shin. Appl. Phys. Lett., **86**, 221910 (2005).
9. X.M.Teng, H.T.Fan, S.S.Pan, C.Ye, G.H.Li. J. Appl. Phys., **100**, 53507 (2006).
10. N.R.Aghamalyan, I.A.Gambaryan, E.Kh.Goulanian, R.K.Hovsepyan, R.B.Kostanyan, S.I.Petrosyan, E.S.Vardanyan, A.F.Zerrouk. Semicond. Sci. Technol., **18**, 525 (2003).
11. N.R.Aghamalyan, E.A.Kafadaryan, R.K.Hovsepyan. Chapter in book "Trends in Semiconductor Science", New York, Nova Science Publishers, 2005, pp.81-110.
12. C.Manifacier, J.Gasoit, J.P. Fillard. J. Phys. E (Sci. Instrum.), **9**, 1002 (1976).
13. E.Burstein. Phys. Rev., **93**, 632 (1954).
14. T.S.Moss. Proc. Phys. Soc. (London), **B 67**, 775 (1954).

EFFECT OF ANNEALING ON THE OPTICAL AND ELECTRICAL PROPERTIES OF ZnO: Er FILMS

N.R. AGHAMALYAN, R.K. HOVSEPYAN, E.A. KAFADARYAN,
R.B. KOSTANYAN, S.I. PETROSYAN, G.H. SHIRINYAN,
M.N. NERSISYAN, A.KH.ABDUEV, A.SH. ASVAROV

The effect of dopant concentration and annealing in an oxidizing atmosphere on the structure, electrical and optical properties of ZnO:Er thin films deposited on the sapphire substrates by the e-beam evaporation method is investigated. The optical and electrical properties of these films were studied by UV-VIS-IR absorption and reflection spectroscopy, photoluminescence and resistivity measurements. Experimental results reveal that as-deposited ZnO:Er thin films have both high transmittance in the visible range and low electrical resistivity and can be used as efficient transparent conducting oxides (TCOs). At the same time these films annealed in an oxidizing atmosphere show visible band emission that could be used to fabricate light emitting diodes.

УДК 620.91

НОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ С НЕИДЕНТИЧНЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Г.Ш. ШИМАВОНЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 19 октября 2007 г.)

Получен сверхширокополосный излучательный спектр для полупроводниковых оптических усилителей с несколькими квантовыми ямами на подложке. Спектральная ширина составляет почти 400 нм (1200–1600 нм), что покрывает всю используемую ширину полосы частот оптического волокна. Широкополосные характеристики позволяют наблюдать три новых эффекта: 1) двусторонний направленный эффект лазерной моды в изогнутом волноводе полупроводникового оптического усилителя; 2) оптический переключательный эффект в одном полупроводниковом оптическом усилителе для оптической полосы частот связи и 3) эффект толщины отдельного ограниченного гетероструктурного слоя.

1. Введение

Широкополосные характеристики усилителей представляют значительный интерес для оптико-волоконной связи. Новейшая технология позволяет в оптических волокнах использовать очень большие ширины частот, которые почти покрывают область в 1200–1600 нм с потерями меньше, чем 1 дБ/км. Полупроводниковые оптические усилители зарекомендовали себя как надежные источники света для оптико-волоконной связи. Однако для перекрытия всей используемой ширины частотной полосы оптических волокон необходимо много традиционных полупроводниковых оптических усилителей с различными спектральными областями, потому что каждый усилитель обычно имеет полосу частот меньше, чем 50 нм. Поэтому при расширении полосы частот полупроводниковых оптических усилителей они могут стать более перспективными для применений.

Использование квантовых ям – весьма удобный способ, который имеет широкое применение для решения вопросов излучения или усиления полупроводниковых оптических усилителей. Эта схема включает в себя использование квантовой ямы с одномерными переходами между состояниями $n = 1$ и $n = 2$ [1,2] и использование неидентичных квантовых ям [3–6]. Неоднородное распределение носителей заряда между многочисленными квантовыми ямами было предсказано в работах [7,8]. Впоследствии было также получено косвенное экспериментальное свидетельство этого из характеристик лазерных диодов [9,10]. Однако, неравномерное распределение носителей заряда между квантовыми ямами делает технологию их изготовления довольно сложной – необходимо выбрать правильную

очередность многочисленных квантовых ям [11–21].

В данной работе показано, что спектральная ширина полупроводникового оптического усилителя может быть значительно расширена путем использования тщательно спроектированных нескольких неидентичных квантовых ям, выращенных на подложке, что позволило обнаружить следующие три новых эффекта: 1) двусторонний направленный эффект лазерной моды в изогнутом волноводе полупроводникового оптического усилителя; 2) оптический переключательный эффект в одном полупроводниковом оптическом усилителе для оптической полосы частот связи и 3) эффект толщины отдельного ограниченного гетероструктурного слоя в полупроводниковом оптическом усилителе с изогнутым волноводом.

2. Эксперимент

Для достижения широкополосных характеристик была спроектирована специальная очередность нескольких неидентичных квантовых ям. Квантовые ямы выращивались металлорганическим химическим паровым осаждением. Структуры слоев приведены на рис.1.

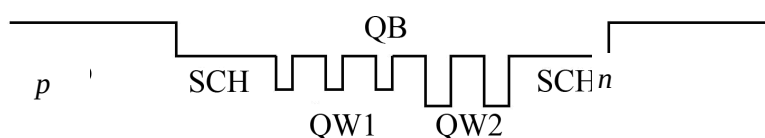


Рис.1. Квантовая структура спроектированных нескольких неидентичных квантовых ям. QW – квантовая яма, QB – квантовый барьер, SCH – отдельная ограниченная гетероструктура.

Три квантовые ямы $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28}$ с шириной 6 нм, спроектированные для длины волны перехода, соответствующего 1300 нм, были выращены вблизи покрывающего *p*-слоя, а две квантовые ямы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с шириной 15 нм, спроектированные для длины волны перехода 1550 нм, были выращены около покрывающего *n*-слоя. Квантовые барьеры $\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ с шириной 15 нм использовались для отделения квантовых ям.

Была исследована структура квантовых ям из отдельных ограниченных гетероструктурных слоев с разными толщинами. Толщина отдельного ограниченного гетероструктурного слоя $\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ варьируется в пределах от 30 до 120 нм (рис.2). Образцы А и В соответственно имеют отдельные ограниченные гетероструктурные слои с толщинами 120 нм и 80 нм. Толщина отдельного ограниченного гетероструктурного слоя для образца С составляет 30 нм от *p*-стороны и 120 нм – от *n*-стороны (рис.2). Отдельные ограниченные гетероструктурные слои, квантовые барьеры и ямы не легированы. Они прослаиваются между InP *p*- и InP *n*-покрывающими слоями, где *p*-покрывающий слой легирован цинком и имеет концентрацию $p > 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Выше *p*-покрывающего слоя находится верхний слой InGaAs с концентрацией $p > 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. *n*-покрывающий слой также эпитаксиально выращен с концентрацией $n = 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для слоя 500 нм и с $n = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для следующего слоя 500 нм. Приборы имеют

гребенчатый, изогнутый волновод длиной 3 мкм. Кроме того, для минимизации усиленного спонтанного излучения длина прибора была сделана по возможности короткой, почти равной 500 мкм. Таким образом, излучательный спектр может непосредственно отражать распределение носителей заряда между различными типами квантовых ям. На гранях приборов покрытия не были использованы.

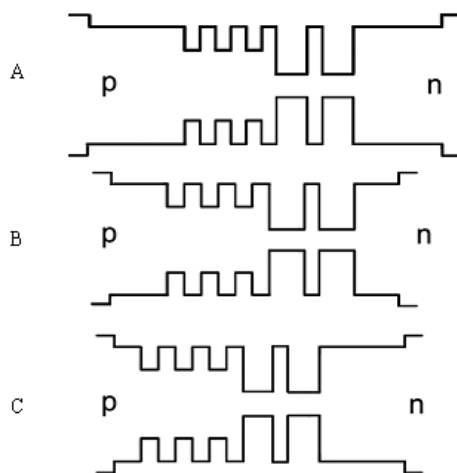


Рис.2. Структуры квантовых ям полупроводникового оптического усилителя с разными отдельными ограниченными гетероструктурными слоями от *p*- и *n*-сторон, А – 120 нм и 120 нм, В – 80 нм и 80 нм, С – 30 нм и 120 нм.



Рис.3. Изображения полупроводникового оптического усилителя (700(300 мкм) со структурой изогнутого волновода, полученные с помощью оптического микроскопа.

Изображения структуры гребенчатого изогнутого волновода длиной 500 мкм с полупроводниковыми оптическими усилителями, полученные с помощью оптического микроскопа, представлены на рис.3. Была использована обычная техника обработки для изготовления полупроводникового оптического усилителя с гребенчатым изогнутым волноводом. Гребенчатый волновод был изготовлен с помощью реактивного ионного травления. Структура и поперечное сечение полупроводникового оптического усилителя представлены на рис.4.

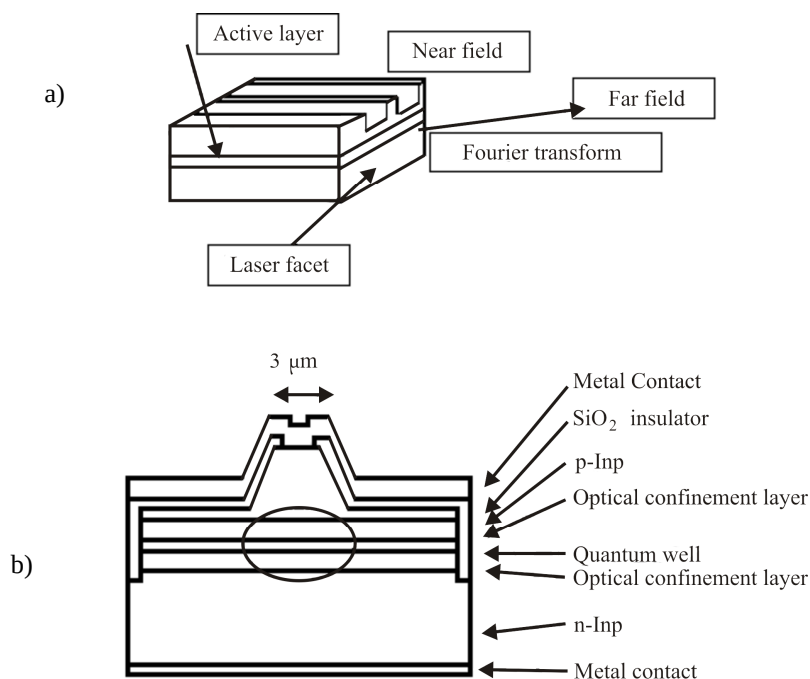


Рис.4. Структура (а) и поперечное сечение (б) полупроводникового оптического усилителя с гребенчатым изогнутым волноводом.

При проектировании широкозонного полупроводникового оптического усилителя со структурой из нескольких неидентичных квантовых ям должны учитываться такие факторы, как переходная энергия квантовой ямы, число и очередность разных квантовых ям, толщина отдельного ограниченного гетероструктурного слоя, отбор доминирующего носителя заряда, способность квантовой ямы к захвату двумерных носителей заряда, равномерность двумерных носителей заряда между квантовыми ямами и т.д. Спроектированные структуры с несколькими неидентичными квантовыми ямами были выращены на InP подложке. При структуре изогнутого типа отражение света от разрезанной грани уменьшается, тем самым уменьшая воздействие резонанса Фабри–Перо.

3. Результаты и обсуждение

Спектры излучения изогнутого волновода полупроводникового оптического усилителя со структурами из нескольких неидентичных квантовых ям (рис.1) и с длиной 500 мкм были экспериментально изучены при разных значениях инжекционного тока. Измеренный спектр излучения оказался предельно широкополосным: спектральная ширина составляла 400 нм, а перекрываемая область была в пределах от 1200 до 1600 нм (рис.5). Таким образом, путем использования одного сверхширокополосного полупроводникового оптического усилителя становится возможным перекрыть всю используемую полосу частот оптического волокна. Как следствие, сверхширокие характеристики усилителя позволяют обнаружить три новых эффекта: 1) двусторонний направленный эффект лазерной моды в

изогнутом волноводе полупроводникового оптического усилителя, 2) оптический переключательный эффект в одном полупроводниковом оптическом усилителе для оптической полосы частот связи и 3) эффект толщины отдельного ограниченного гетероструктурного слоя.

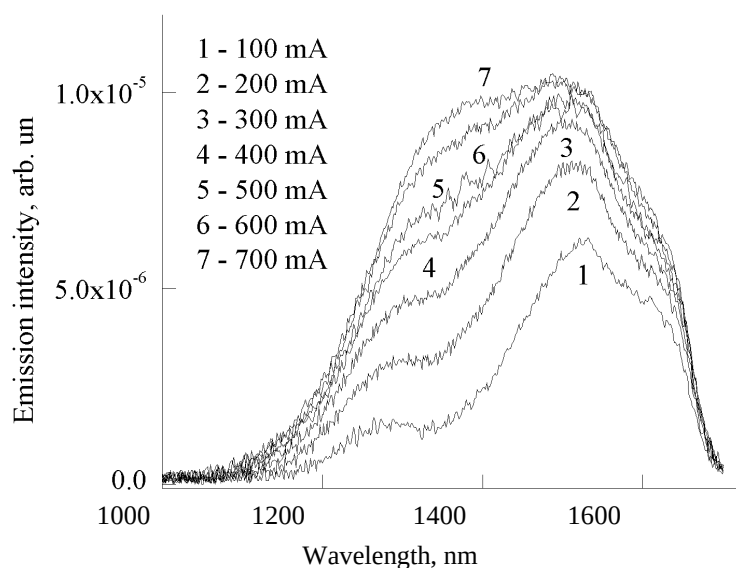


Рис.5. Излучательные спектры полупроводникового оптического усилителя с изогнутым волноводом при разных значениях инжекционного тока.

Сущность первого эффекта заключается в следующем. Экспериментально были исследованы излучательные спектры от прямой стороны (1-й случай), изогнутой стороны (2-й случай), и прямой стороны, идущей от изогнутой стороны того же согнутого волновода (3-й случай) полупроводникового оптического усилителя при разных значениях инжекционного тока (рис.3). Для сверхширокополосных полупроводниковых оптических усилителей с изогнутым волноводом для структур из нескольких неидентичных квантовых ям обнаружено, что оптический путь сильно влияет на излучательные характеристики. Интенсивность света и излучательные спектры для трех случаев весьма отличаются (рис.6–8). Новое двумерное распространение было обнаружено в мелко травленном изогнутом гребенчатом волноводе. Лазерный луч распространяется по двум различным направлениям – прямому и изогнутому. Достигнутая конфигурация дальнего поля весьма разная до и после лазерного излучения. Это происходит из-за двумерного направленного эффекта лазерной моды.

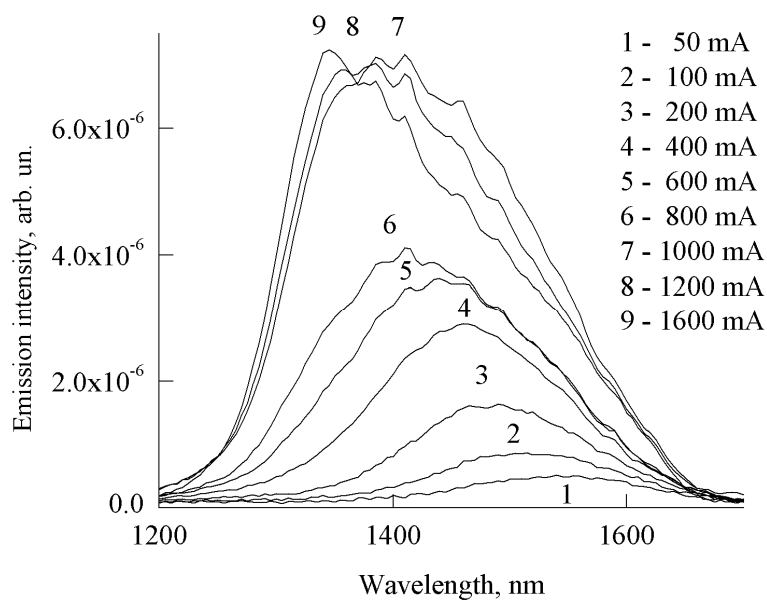


Рис.6. Излучательные спектры полупроводникового оптического усилителя для первого случая при разных значениях инжекционного тока.

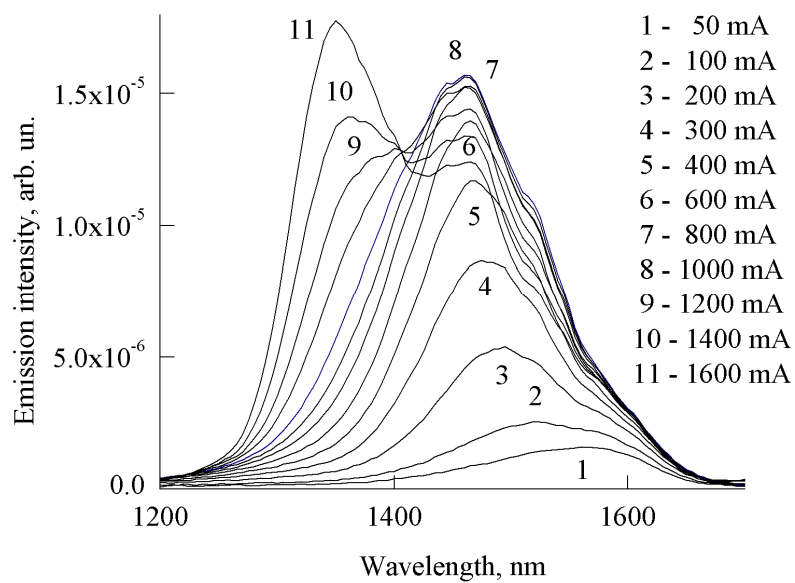


Рис.7. Излучательные спектры полупроводникового оптического усилителя для второго случая при разных значениях инжекционного тока.

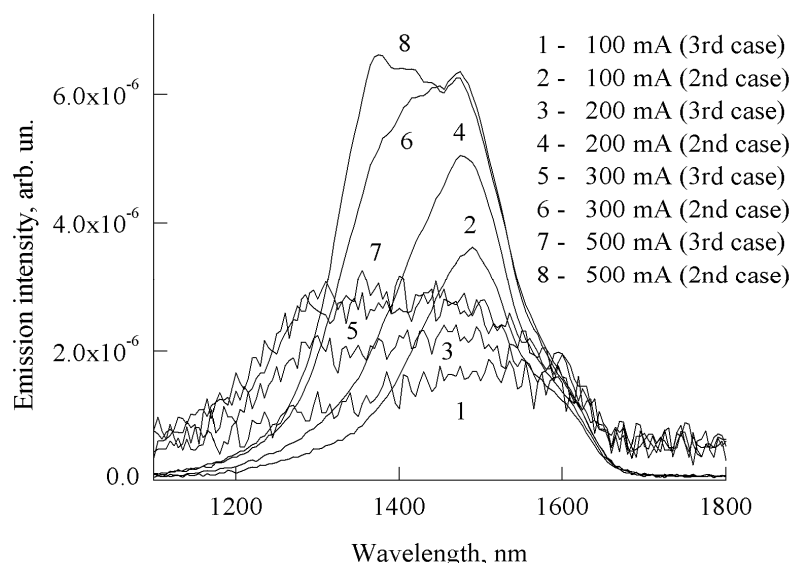


Рис.8. Излучательные спектры полупроводникового оптического усилителя для третьего и второго случаев при разных значениях инжекционного тока.

Сущность второго эффекта заключается в следующем. Экспериментально исследовалось переключение длины волны между полосами на 1550 нм и 1300 нм в одном полупроводниковом оптическом усилителе со структурой из нескольких неидентичных квантовых ям (рис.1). Контроль оптического переключения возможен благодаря перераспределению носителей заряда между квантовыми ямами. Таким образом, использование соответствующей структуры из нескольких квантовых ям позволяет переключаться с одной наиболее используемой длины волны (1540–1445 нм) на другую (1378–1348 нм) в оптической системе связи, используя при этом один полупроводниковый оптический усилитель (рис.9).

Сущность третьего эффекта заключается в следующем. Отдельный ограниченный гетероструктурный слой оказывает значительное воздействие на распространение носителей заряда между несколькими неидентичными квантовыми ямами и на излучательный спектр полупроводникового оптического усилителя. Уменьшение толщины отдельного ограниченного гетероструктурного слоя от *p*-стороны может улучшить равномерность распределения носителей заряда между несколькими квантовыми ямами (рис.2). При изменении толщины отдельного ограниченного гетероструктурного слоя от *p*-стороны в пределах от 120 нм до 30 нм рабочий ток полупроводникового оптического усилителя уменьшается от 500 мА до 160 мА, когда спектральная ширина при значении полной ширины / полумаксимум высоты больше, чем 270 нм.

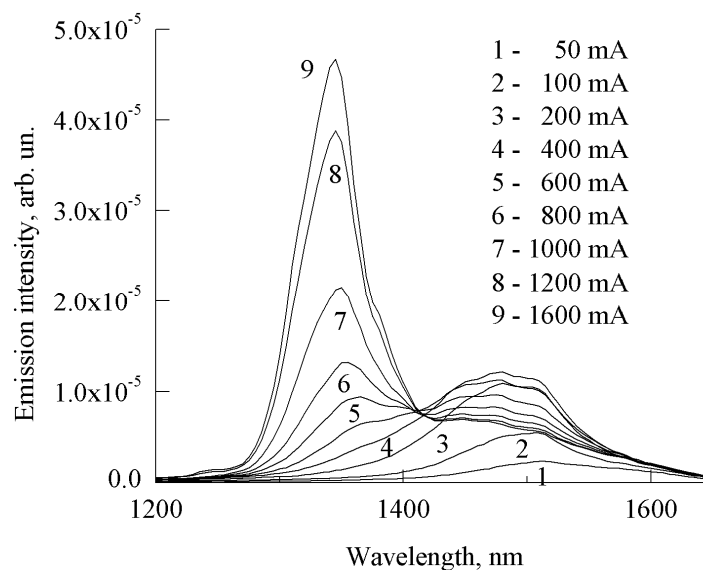


Рис.9. Излучательные спектры полупроводникового оптического усилителя при разных значениях инжекционного тока.

4. Заключение

Использование структур с несколькими неидентичными квантовыми ямами позволяет получить чрезвычайно широкий спектр излучения полупроводникового оптического усилителя. Получена спектральная ширина, которая покрывает область от 1200 нм до 1600 нм. Такие широкополосные характеристики позволяют обнаружить следующие три эффекта: 1) двусторонний направленный эффект лазерной моды в изогнутом волноводе полупроводникового оптического усилителя, 2) оптический переключательный эффект в одном полупроводниковом оптическом усилителе для оптической полосы частот связи и 3) эффект толщины отдельного ограниченного гетероструктурного слоя.

Автор благодарит НАТО за грант FEL.RIG980772, профессора Ч.-Ф. Лина (Национальный Тайванский Университет, Тайбей), Й.Шварца и С.Корзине (Аджилент Текнолоджиз, США) – за плодотворное сотрудничество, и академика В.М. Арутюняна (Ереванский государственный университет) – за полезные обсуждения и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.T.Semenov, V.R.Shidlovski, S.A.Safin.** Electron. Lett., **29**, 854 (1993).
2. **T.R.Chen, L.Eng, Y.H.Zhuang, A. Yariv.** Appl. Phys. Lett., **56**, 1345 (1990).
3. **C.-F.Lin, B.-L.Lee, P.-C.Lin.** IEEE Photon. Technol. Lett., **8**, 1456 (1996).
4. **X.Zhu, D.Cassidy, M.Hamp, D.Thompson, B.Robinson, Q.Zhao, M.Davies.** IEEE Photon. Technol. Lett., **9**, 1202 (1997).
5. **H.S.Gingrich, D.R.Chumney, S.-Z.Sun, S.D.Hersee, L.F.Lester, S.R.Brueck.** IEEE Photon. Technol. Lett., **9**, 155 (1997).
6. **C.-F.Lin, B.-L.Lee,** Appl. Phys. Lett., **71**, 1598 (1993).
7. **N.Tessler, G.Eisenstein.** IEEE J. Quantum Electron., **29**, 1586 (1993).

8. **R.Nagarajan, T.Fukushima, S.W.Corzine, J.E.Bowers.** Appl. Phys. Lett., **59**, 1835 (1991).
9. **H.Yamazaki, A.Tomita, M.Yamaguchi, Y.Sasaki.** Appl. Phys. Lett., **71**, 767 (1997).
10. **B.-L.Lee, C.-F.Lin, J.-W.Lai, W.Lin.** Electron. Lett., **34**, 1230 (1998).
11. **C.-F.Lin, Y.-S.Su, C.-H.Wu, G.Sh.Shmavonyan.** IEEE Photon. Techn. Lett., **16**, 1441 (2004).
12. **C.-W.Tsai, Y.-C.Chang, G.Sh.Shmavonyan, Y.-S.Su, C.-F.Lin.** SPIE Proc., **4989**, 69 (2003).
13. **D.-K.Yu, G.Sh.Shmavonyan, Y.-S.Su, C.-F.Lin.** SPIE Proc., **4986**, 412 (2003).
14. **C.-F.Lin, C.-W.Tsai, Y.-S.Su, G.Sh.Shmavonyan.** Proc. of the Conference on Optical Amplifiers and Their Applications, Otaru, Japan, July 6–9, 2003, p.121.
15. **C.-W.Tsai, G.Sh.Shmavonyan, Y.-S.Su, C.-F.Lin.** IEEE Proc., CLEO/Pacific Rim 2003, **1**, 54 (2003).
16. **G.Sh.Shmavonyan.** Bull. Amer. Phys. Soc., **52**, 1049 (2007).
17. **G.Sh.Shmavonyan.** J. Science World, National Academy Press, Armenia, **1**, 53 (2007).
18. **T.Tchelidze, E.Chikoidze, G.Sh.Shmavonyan, T.Kereselidze.** Phys. Stat. Sol. (c), **3**, 540 (2006).
19. **G.Shmavonyan.** IEEE Proc. of ICSICT, **1**, 890 (2006).
20. **G.Sh.Shmavonyan.** Bull. Amer. Phys. Soc., **51**, 651 (2006).
21. **G.Sh.Shmavonyan.** Proc. of the 13th Int. Workshop on Physics of Semiconductor Devices, New Delhi, India, December 13–17, 2005, vol.1, p.187.

ՆՈՐ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐ ԳԵՐԼԱՅՆԱՇԵՐՏ, ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԶԱՓ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԵՐՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՈՒԺԵՂԱՐԱՐՆԵՐՈՒՄ

Գ.Շ. ՇՄԱՎՈՆՅԱՆ

Հարթակի վրա մշակված բազմակի քվանտային փոսերով կիսահաղորդչային օպտիկական ուժեղարարների համար ստացված է գերլայնաշերտ ճառագայթման սպեկտր: Սպեկտրային լայնությունը մոտավորապես կազմում է 400 նմ (1200–1600 նմ), որը ընդգրկում է օպտիկական մանրաթելերի օգտագործելի ամբողջ տիրույթը: Լայնաշերտ բնութագրերը թույլ են տալիս հայտնաբերել երեք նոր երևույթներ. ա) լազերային մոդի երկուղորդված երևույթ կիսահաղորդչային օպտիկական ուժեղարարի թեք ալիքատարում, բ) օպտիկական փոխանջատման երևույթ օպտիկական հաղորդակցության տիրույթում կիրառվող մեկ կիսահաղորդչային օպտիկական ուժեղարարում, գ) առանձնացված սահմանափակված հետերոկառուցվածքային շերտի հաստության երևույթ:

NOVEL EFFECTS IN EXTREMELY BROADBAND SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIERS WITH NON-IDENTICAL QUANTUM WELLS

G.Sh. SHMAVONYAN

An extremely broad emission spectrum is obtained for semiconductor optical amplifiers with multiple quantum wells fabricated on substrate. The spectral width is nearly 400 nm (1200–1600 nm), which covers the entire usable bandwidth of an optical fiber. Broadband characteristics allow observing three novel effects: (i) bi-directional guided effect of lasing mode in a bending waveguide of the semiconductor optical amplifier, (ii) an optical switching effect in one semiconductor optical amplifier for optical communication band, and (iii) the effect of separate confinement heterostructure layer thickness.

К 90-ЛЕТИЮ ТИНЫ ЛЕВАНОВНЫ АСАТИАНИ

Т.Л. родилась 12 марта 1918 г. в Тбилиси, грузинка. После окончания с отличием средней школы и физико-математического факультета ТГУ была направлена в марте 1941 г. в аспирантуру в Ленинградский физико-технический институт в лабораторию академика А.И.Алиханова. Во время блокады вернулась в Тбилиси, где преподавала общую физику в Транспортном институте. Позже была приглашена братьями Алиханянами на созданную ими Арагацскую высокогорную станцию по исследованию космических лучей и с 1943 г. начала работу над диссертацией по исследованию широких атмосферных ливней, применяя при этом новый метод определения первичной энергии широких атмосферных ливней. Также совместно с А.И.Алиханяном была открыта и изучена природа узких ливней, отличающихся от обычных частиц широких атмосферных ливней. В 1945 г. в Институте физических проблем (Москва) защитила кандидатскую диссертацию.

С 1944 г. она зав. лаб. ЕрФИ. С 1960 г. Т.Л. занималась поляризацией μ -мезонов космического излучения. Исследования сначала проводились на цилиндрическом годоскопе, камере Вильсона (ранее она разработала электронный метод сокращения времени восстановления камеры Вильсона, который неоднократно публиковался и удачно применялся в работе) и прямоугольном годоскопе, а позднее с развитием широкоазорных искровых камер с 1961 г. уже и на них. С 1961 г. Т.Л. начала заниматься широкоазорными искровыми камерами. Результаты исследований установки широкоазорных искровых камер в магнитное поле стали широко известны в мире и во многих зарубежных лабораториях дорогостоящие и взрывоопасные пузырьковые камеры были заменены широкоазорными искровыми камерами. В 1962 году Т.Л. проводила эксперименты в Лаборатории Высоких Энергий и измерения ионизации в Лаборатории Ядерных Проблем в Москве. С 1967 г. она работала на экспериментальной установке АРУС. С помощью широкоазорных искровых камер провела с сотрудниками первый эксперимент на АРУСе, доказывая, что пучок работает. В течение нескольких дней она поставила первый эксперимент на АРУСе по фоторождению K_0 -мезонов. С 1970-х годов под ее руководством был сконструирован магнитный спектрометр, который позволял измерять горизонтальный поток высокоэнергичных космических мюонов с высокой точностью. Установка была оснащена искровым калориметром, который позволял исследовать тип взаимодействий мюонов в свинцовых блоках. В конце 1970-х годов Т.Л. занималась явлениями ГАЛО. С помощью техники Бюраканской обсерватории, которая позволяла проводить измерения с энергией свыше 250 ТэВ, было открыто явление построенности многоГАЛОвых семейств. Эта работа была признана лучшей работой года комиссией Академии Наук СССР. С 1990-х годов в лаборатории она занималась разработкой макета Ани.

14 апреля 1970 г. она совместно с А.И.Алиханяном, Г.Е.Чиковани, В.Н.Ройнишвили, Б.А.Долгошеиным и Б.И.Лучковым стала лауреатом Ленинской премии по науке и технике.

С 1996 г. Т.Л. читала лекции в ЕГУ по физике высоких энергий, в которых использовала весь богатый материал из опубликованных работ и своего опыта, полученного при

посещениях и работе на самых больших и известных ускорителях в ЦЕРНе и США. За время работы в лаборатории мю-мезонов под ее руководством защитили кандидатскую диссертацию по экспериментальной физике, методике исследований, разработке новых методов исследований заряженных частиц 13 аспирантов и соискателей.

Т.Л. – заслуженный деятель науки Республики Армении, почетный профессор Дж.Сороса. С 1993 г. она академик НАН Армении.

Она с 1959 г. участвовала в работе многих международных конференций и выступала с докладами во многих странах мира (Япония, Индия, Канада, США, Англия, Германия, Франция, Австрия, различные города СССР и СЭВ). Она поддерживает контакты и дружит со многими известными учеными и их семьями. Т.Л. является Президентом грузинской общины «Иверия» в РА, почетным гражданином г. Тбилиси, с 1999 г. – кавалер Ордена чести Грузии.

Т.Л. широко известна и благодаря своей повседневной общественной деятельности, не только связанной с грузинской общиной, но и с проблемами инвалидов со спинномозговыми травмами из Армении и Грузии. Член правления ассоциации спинальников Армении «Верацунд». Т.Л. провела в жизнь проекты по публикации монографии о художнике Г.Григоряне (Джотто) и изданию на русском языке стихотворений художницы Д.Уклебы, программы «Обучение компьютерной и информационной технике инвалидов-спинальников», по которой Британское посольство организовало для инвалидов-спинальников Центр физического тренинга в Ереване. По ее инициативе в г. Спитаке организован Колледж для инвалидов и сирот, который успешно функционирует. Удалось организовать игровую площадку имени Карла Штрауха (сына одного из своих друзей-физиков) для проведения реабилитации детей, для проведения музыкотерапии и др.

Редакция журнала и все физики Армении от всей души желают Тине Левановне крепкого здоровья, успехов в ее благородной деятельности, исполнения всего задуманного!

Редколлегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ն.Հ.Ադամյան, Գ.Յու.Կրյուչկյան. Ֆոտոնային վիճակները և Վիգների ֆունկցիաները պարամետրական գեներացիայի պրոցեսում.....	163
Գ.Գ.Զախարյան Լույսի դիֆրակցիայի տեսությունը հաստ անիզոտրոպ անդրադարձնող հոլոգրաֆիկ ցանցերի համար.....	169
Ռ.Բ.Ալավերդյան, Կ.Ռ.Ալլահվերդյան, Ա.Հ.Գևորգյան, Ս.Ց.Ներսիսյան, Ա.Դ.Չիլինգարյան, Յու.Ս.Չիլինգարյան. Քայլի անհամասեռություն պարունակող խոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղային շերտից լույսի ընտրողաբար անդրադարձման երևույթը.....	174
Ա.Ե.Մարտիրոսյան. Աքսիկոնի կոնական մակերևույթի վրա դիֆրակցիայի ենթարկված լազերային փնջի ինտենսիվության տարածական բաշխումը.....	182
Յու.Հ.Ավետիսյան, Ա.Հ.Մակարյան, Կ.Խ.Խաչատրյան, Վ.Ռ.Թադևոսյան. Տերահերցային իմպուլսի արդյունավետ գեներացումը լիթիումի նիոբաթի բյուրեղում.....	191
Ա.Ա.Հախումյան, Վ.Ժ.Թովմասյան, Հ.Ս.Հարոյան. B-FSK ազդանշանների դետեկտումը Շմիդտի տրիգերի օգնությամբ.....	196
Զ.Հ.Մխիթարյան, Ա.Ա.Շատվերյան, Վ.Մ.Հարությունյան, Ֆ.Վ.Գասպարյան. Ծակոտկեն սիլիցիումի կառուցվածքներում աղմուկները օդում և գազային ադսորբցիայի պայմաններում.....	204
Ա.Ս.Հովհաննիսյան. Միաշերտ հակաանդրադարձնող ծածկույթներ GaAs-ի հիման վրա արեգակնային էլեմենտների համար.....	211
Կ.Է.Ավջյան, Գ.Հ.Վարդանյան, Ռ.Պ.Գրիգորյան, Ա.Մ.Խաչատրյան. Վակուումային լազերային միջավայրի փոշենատեցման մեթոդով պատրաստված $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ իզոտիպ կառուցվածքի ֆոտոէլեկտրական հատկությունները.....	216
Կ.Է.Ավջյան, Գ.Հ.Վարդանյան, Ա.Մ.Խաչատրյան. $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ իզոտիպ կառուցվածքի մթնային վոլտամպերային բնութագրերի ջերմաստիճանային կախվածությունը.....	221
Ն.Ռ.Ադամյան, Ռ.Կ.Հովսեփյան, Ե.Ա.Կաֆադարյան, Ռ.Բ.Կոստանյան, Ս.Ի.Պետրոսյան, Գ.Հ.Շիրինյան, Ա.Ն.Ներսիսյան, Ա.Խ.Աբդուև, Ա.Շ.Ասարով. Թրժման ազդեցությունը ZnO:Er թաղանթների օպտիկական և էլեկտրական հատկությունների վրա.....	224
Գ.Շ.Շմավոնյան. Նոր երևույթներ գերլայնաշերտ անհավասարաչափ քվանտային փոսերով կիսահաղորդչային օպտիկական ուժեղարարներում.....	232
Թ.Լ.Ասաթիանիի 90-ամյակին.....	241

CONTENTS

N.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan. Photon states and Wigner functions in parametric generation ..	163
G.G.Zakharyan. Theory of light diffraction in thick anisotropic reflection holographic gratings. ...	169
R.B.Alaverdyan, K.R.Allahverdyan, A.H.Gevorgyan, S.Ts.Nersissyan, A.D.Chilingaryan, Yu.S.Chilingaryan. Effect of light selective reflection from a cholesteric liquid crystal layer with an induced inhomogeneity of the helix pitch.	174
A.E.Martirosyan. Spatial distribution of the intensity of laser beam diffracted on the conical surface of an axicon.	182
Yu.H.Avetisyan, A.H.Makaryan, K.Kh.Khachatryan, V.R.Tadevosyan. Efficient generation of terahertz pulses in lithium niobate crystal with integrated matching prism.	191
A.A.Hakhoumyan, V.Zh.Tovmasyan, H.S.Haroyan. Detection of B-FSK signals, using Schmidt's trigger.	196
Z.H.Mkhitaryan, A.A.Shatveryan, V.M.Aroutiounian, F.V.Gasparyan. Noise in porous silicon structures in air and in gas adsorption conditions.	204
A.S.Hovhannisyan. Single-layer antireflection coatings for GaAs solar cells.	211
K.E.Avjyan, G.H.Vardanyan, R.P.Grigoryan, A.M.Khachatryan. Photoelectrical properties of $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ isotype structure prepared by vacuum pulsed-laser deposition technique.	216
K.E.Avjyan, G.H.Vardanyan, A.M.Khachatryan. Temperature dependence of dark current-voltage characteristics of isotype $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$ structure.	221
N.R.Aghamalyan, R.K.Hovsepyan, E.A.Kafadaryan, R.B.Kostanyan, S.I.Petrosyan, G.H.Shirinyan, M.N.Nersisyan, A.Kh.Abduev, A.Sh.Asvarov. Effect of annealing on the electrical and optical properties of ZnO:Er films.	224
G.Sh.Shmavonyan. Novel effects in extremely broadband semiconductor optical amplifiers with non-identical quantum wells.	232
On the 90th birthday of T.L.Asatiani	241

СОДЕРЖАНИЕ

Н.О.Адамян, Г.Ю.Крючкян. Фотонные состояния и функции Вигнера в параметрической генерации.	163
Г.Г.Захарян. Теория дифракции света на толстых анизотропных отражательных голографических решетках.	169
Р.Б.Алавердян, К.Р.Аллахвердян, А.А.Геворгян, С.Ц.Нерсисян, А.Д.Чилингарян, Ю.С.Чилингарян. Эффект селективного отражения света от слоя холестерического жидкого кристалла с индуцированной неоднородностью шага спирали.	174
А.Е.Мартиросян. Пространственное распределение интенсивности лазерного пучка, дифрагированного на конической поверхности аксикона.	182
Ю.О.Аветисян, А.О.Макарян, К.Х.Хачатрян, В.Р.Татевосян. Эффективная генерация терагерцового импульса в кристалле ниобата лития с интегрированной согласующей призмой.	191
А.А.Ахумян, В.Ж.Товмасын, О.С.Ароян. Детектирование В-FSK сигналов с помощью триггера Шмидта.	196
З.О.Мхитарян, А.А.Шатверян, В.М.Арутюнян, Ф.В.Гаспарян. Шумы в пористых кремниевых структурах в воздухе и в условиях газовой адсорбции.	204
А.С.Оганесян. Однослойные антиотражающие покрытия для солнечных элементов на основе GaAs.	211
К.Э.Авджян, Г.Г.Варданын, Р.П.Григорян, А.М.Хачатрян. Фотоэлектрические свойства изотипной структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$, изготовленной методом вакуумного лазерно-импульсного осаждения.	216
К.Э.Авджян, Г.Г.Варданын, А.М.Хачатрян. Температурная зависимость темновых вольт-амперных характеристик изотипной структуры $n\text{InSb}-n\text{PbTe}-n\text{CdTe}$	221
Н.Р.Агамалян, Р.К.Овсепян, Е.А.Кафадарян, Р.Б.Костанян, С.И.Петросян, Г.О.Ширинян, М.Н.Нерсисян, А.Х.Абдуев, А.Ш.Асваров. Влияние отжига на оптические и электрические свойства пленок ZnO:Er	224
Г.Ш.Шмавонян. Новые эффекты в сверхширокополосных полупроводниковых оптических усилителях с неидентичными квантовыми ямами.	232
К 90-летию Тины Левановны Асатиани.	241

Заказ № 208

Тираж 150. Сдано в набор 28.02.2008.

Подписано к печати 11.03.2008. Печ. л. 5,25.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.