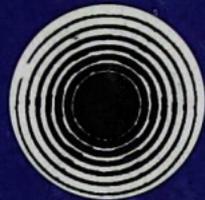


ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

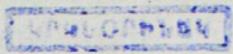


ИЗВЕСТИЯ  
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ  
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԳՁԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS  
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

AЖ 415



ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ  
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ  
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

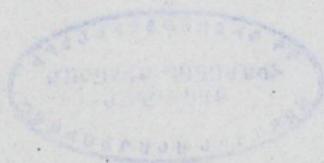
48

№ 3



ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ  
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУТЮН" НАН РА  
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2013



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

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ 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  
Գ. 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 539.17

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ИЗОТОПИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Г.О. ОГАНЕСЯН<sup>†</sup>, А.С. ДАНАГУЛЯН, Т.М. БАХШИЯН

Ереванский государственный университет, Армения

<sup>†</sup>e-mail: hov\_gohar@ysu.am

(Поступила в редакцию 1 октября 2012 г.)

Исследован изотопический эффект для продуктов, образованных в различных каналах ядерных реакций. При отдельном рассмотрении нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных продуктов наблюдается различие в значениях параметров изоскейлинга. Наибольшее различие имеет место для продуктов расщепления. С уменьшением массового числа продуктов различие в значениях параметров изоскейлинга исчезает.

### 1. Введение

На сегодняшний день накоплен достаточно большой экспериментальный материал по образованию остаточных продуктов в ядерных реакциях с различной изоспиновой асимметрией [1-6]. Это позволяет исследовать изоспиновую зависимость сечений образования продуктов. В последнее время возрос интерес к исследованию зависимости изотопического распределения продуктов реакции от изоспина мишени. Основная причина повышенного интереса к этому вопросу заключается в возможности оценить коэффициент симметрии уравнения ядерного состояния горячей ядерной материи в лабораторных условиях [7-10], что необходимо для астрофизических моделей нейтронных звезд и симуляции сверхновых.

Впервые определенная зависимость изотопического распределения продуктов реакции от изоспина в реакциях с различной изоспиновой асимметрией была отмечена в работах В.И. Богатина [1] при анализе продуктов реакций, вызванных протонами с энергией 0.66 ГэВ на мишенях олова  $^{112,124}\text{Sn}$ , а затем и в других реакциях с протонами (6.7 ГэВ) и дейтронами (3.1 ГэВ) [2]. Изотопический эффект исследовался и для выходов продуктов фотоядерных реакций на мишенях  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{64}\text{Ni}$  [3].

Позднее в работах [4,5] отношения сечений образования одного и того же продукта в реакциях  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  и  $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$  при энергии 50 МэВ/нуклон рассматривались в зависимости от числа нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  продуктов:

$$R = Y_2(N, Z)/Y_1(N, Z) = C \exp(\alpha N + \beta Z), \quad (1)$$

где  $Y_2$  и  $Y_1$  – сечения образования одного и того же продукта из нейтроноизбыточной и нейтронодефицитной мишеней, соответственно,  $C$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры фитирования. Изоскейлинговая зависимость в работе [4] установлена для различных механизмов ядерных реакций, таких как мультифрагментация, испарение, расщепление.

В работе [6] исследовался изотопический эффект для продуктов реакций  $p + {}^{112,118,120,124}\text{Sn}$  ( $E = 0.66; 1; 8.1$  ГэВ) и была установлена изотопическая зависимость в виде

$$R = Y_2(N, Z)/Y_1(N, Z) = \exp(C + Bt_3), \quad (2)$$

где  $C$  и  $B$  – параметры фитирования,  $t_3$  – третья проекция изоспина продукта.

Проведенный в работе [11] анализ сечений продуктов, образованных при взаимодействии ионов  ${}^{12}\text{C}$  с обогащенными изотопами олова  ${}^{112,118,120,124}\text{Sn}$ , также показал, что изотоп-эффект наблюдается для продуктов, образованных в результате различных каналов реакций. Кроме того, в работе рассмотрена зависимость значений параметров изоскейлинга от нуклонного соотношения продуктов (нейтроноизбыточности или нейтронодефицитности). Было замечено, что для области продуктов с массовыми числами  $40 < A < 60$  зависимость от изотопического спина для нейтроноизбыточных продуктов сильнее по сравнению с нейтронодефицитными продуктами, и коэффициент изоскейлинга  $B$  имеет большее значение. Различие в значениях коэффициента изоскейлинга для этих продуктов может иметь практическое значение и быть использовано в модельных представлениях. Исходя из этого, целесообразно рассмотреть этот вопрос подробнее.

## 2. Обсуждение результатов

Используя данные по сечениям образования продуктов реакции  $p + {}^{124}\text{Sn} \rightarrow p + {}^{112}\text{Sn}$  ( $E = 3.65$  ГэВ) [12], построим изоскейлинговые зависимости. Метод активационного анализа ограничивает область регистрируемых продуктов радиоактивными ядрами с удобными распадными характеристиками. Поэтому, аналогично работе [11], будем рассматривать изоскейлинговые зависимости не для отдельных продуктов, а для массовых областей, считая, что в этой массовой области параметр  $B$  имеет близкие значения. Фитируя данные по формуле (2) для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных продуктов по отдельности в массовой области  $40 < A < 60$ , можно заметить различие в значениях коэффициента изоскейлинга: для нейтронодефицитных продуктов он имеет значение  $B_1 = 0.57 + 0.03$ , а для нейтроноизбыточных продуктов  $B_2 = 0.70 + 0.05$  (см. рис.1). Для продуктов остальных массовых областей подобное рассмотрение невозможно из-за недостатка данных.

В работе [12] приведены также данные по сечениям образования продуктов реакции  $d + {}^{124}\text{Sn} \rightarrow d + {}^{112}\text{Sn}$  ( $E = 3.65$  ГэВ [нуклон]). Однако заметить различие в значениях параметров изоскейлинга не удалось, скорее всего, из-за ограниченности данных и достаточно больших статистических неточностей изме-

рений. В данной ситуации возникает необходимость воспользоваться более обширными данными, полученными другими методами.

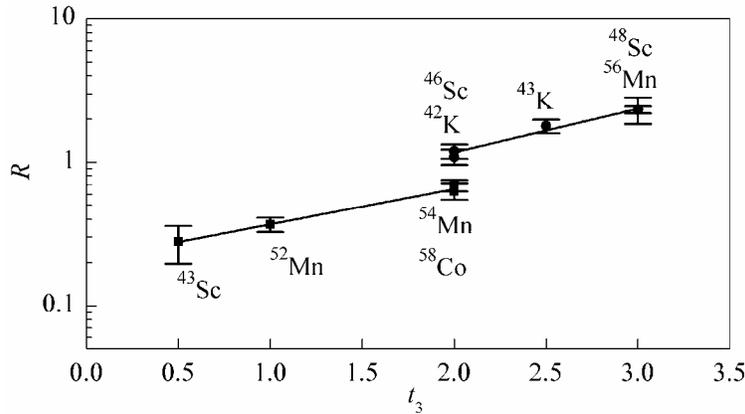


Рис.1. Зависимость  $R = Y_2(N, Z)/Y_1(N, Z)$  от  $t_3$  для продуктов реакций  $p + {}^{124}\text{Sn} \rightarrow p + {}^{112}\text{Sn}$  ( $E = 3.65$  ГэВ). Подгонка по формуле (2) проводилась по отдельности для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных продуктов.

В работе [13] обсуждались результаты периферийных взаимодействий пучков  ${}^{136}\text{Xe}$  и  ${}^{124}\text{Xe}$  с мишенями свинца при энергии 1 ГэВ/нуклон. Остаточные продукты, образованные в результате реакций, идентифицировались при помощи магнитного спектрометра (Fragment Separator at GSI, Darmstadt). Измерялись инклюзивные выходы фрагментов. Спектрометр позволяет регистрировать образованные в результате взаимодействия остаточные ядра с зарядовыми числами  $Z = 3 - 55(56)$ . Сечения образования остаточных продуктов приведены в работе [13]. Изоскейлинговые зависимости, построенные с использованием данных этой работы, показывают, что при фитировании данных для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных радиоактивных ядер по отдельности наблюдается различие в параметрах изоскейлинга  $B$ . Для тяжелых остаточных продуктов это различие наиболее выражено (см. рис.2): изоскейлинговая зависимость для нейтроноизбыточных радиоактивных ядер имеет бóльший наклон, и, соответственно, параметр подгонки  $B$  имеет большее значение (значения параметров подгонки  $B_1$ ,  $B_2$  приведены на рисунках).

Для относительно легких продуктов различие в изоскейлинговых зависимостях для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных по отношению к линии стабильности продуктов становится меньше (рис.3). Для легких продуктов ( $Z \leq 15$ ) подобной зависимости не наблюдается.

Различие в изоскейлинговых зависимостях для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных по отношению к линии стабильности продуктов можно объяснить возрастанием вероятности образования нейтроноизбыточных продуктов из нейтроноизбыточной мишени (эффект “запоминания” начального  $N/Z$  соотношения взаимодействующей системы) [13,14]. При этом максимум

зарядового распределения для нейтроноизбыточной системы смещается в сторону нейтроноизбыточных продуктов [14]. Наиболее заметно это для тяжелых остаточных ядер, образованных в процессах фрагментации и расщепления при передаче небольших энергий возбуждения.

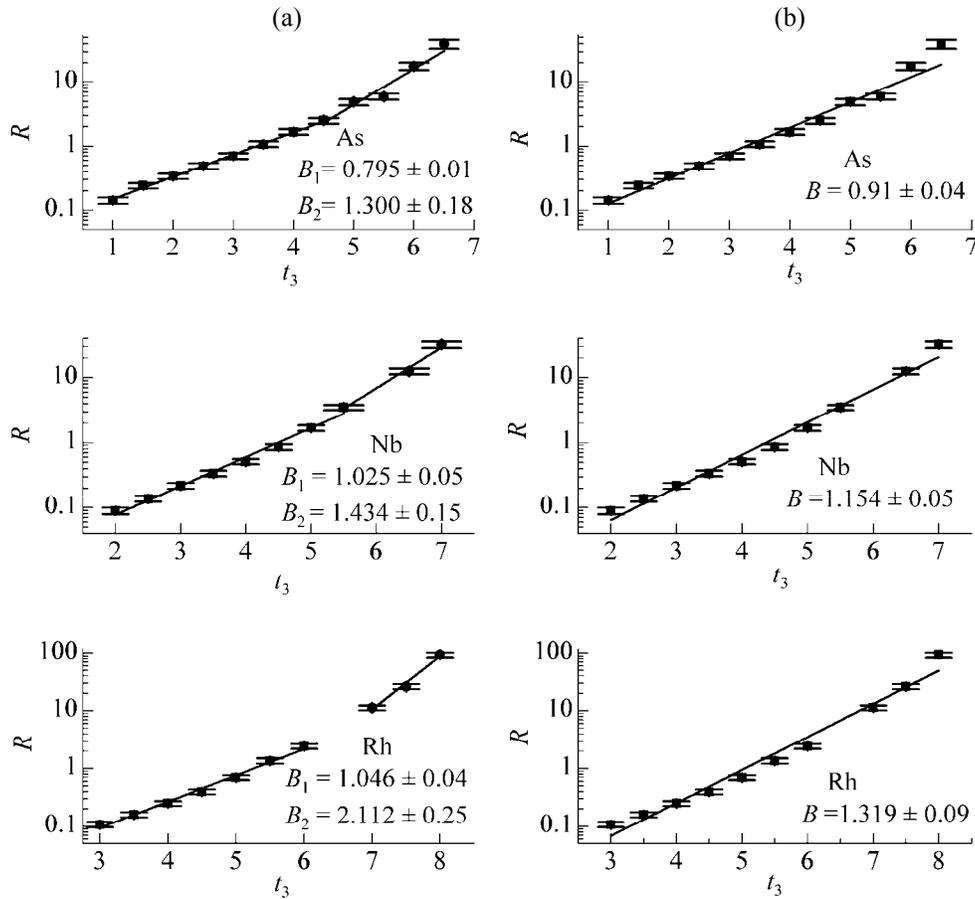


Рис.2. Зависимость  $R = Y_2(N,Z)/Y_1(N,Z)$  от  $t_3$  для продуктов As, Nb, Rh реакций  $^{136}\text{Xe} + \text{Pb}$  и  $^{124}\text{Xe} + \text{Pb}$  ( $E = 1$  ГэВ/нуклон). Подгонка по формуле (2) проводилась а) по отдельности для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных продуктов; б) для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных продуктов вместе.

Для легких элементов ( $Z \leq 15$ ) наблюдается незначительное возрастание сечений образования нейтроноизбыточных элементов из более нейтроноизбыточной мишени, что свидетельствует о сильно возбужденном источнике и более длительном процессе девозбуждения [13]. Кроме того, для этих продуктов большое значение имеет эффект четности – возрастает вероятность образования изотопов с четным числом нейтронов  $N$  (в большей степени с  $N = Z$ ) [15].

При моделировании ядерных взаимодействий используются параметры, значения которых в некоторых случаях зависят от  $N/Z$  отношения продуктов

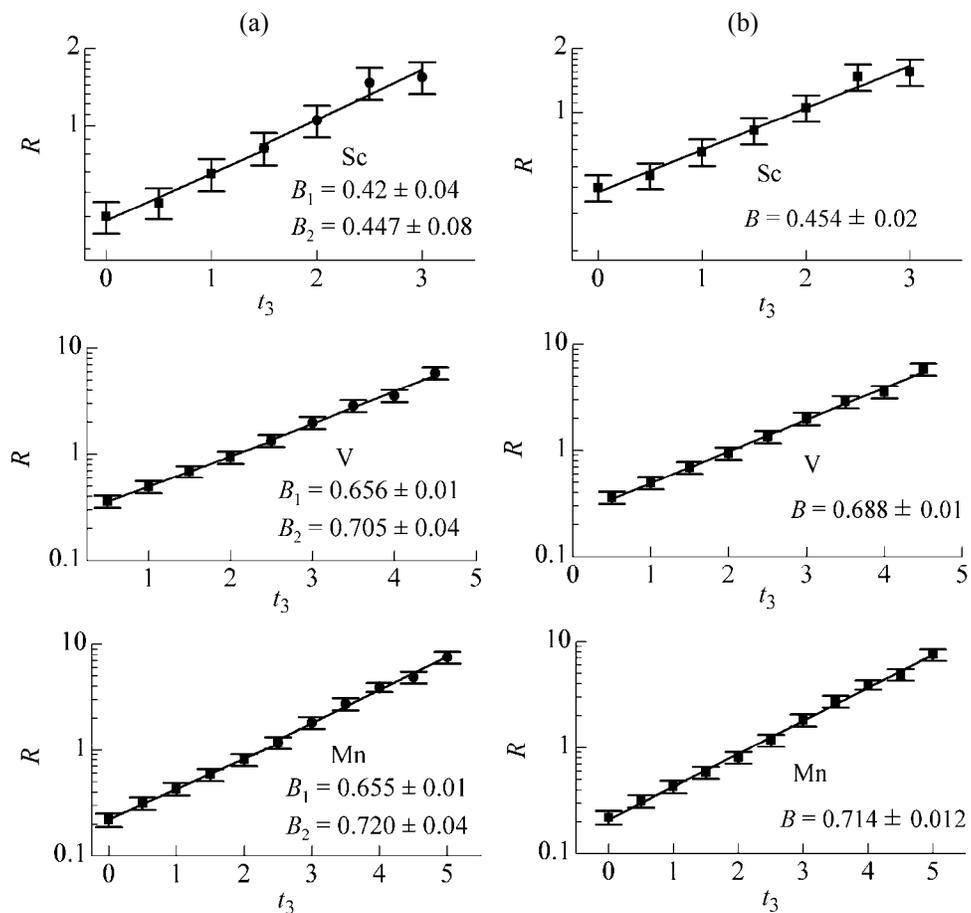


Рис.3. То же, что на рис.2, для продуктов Sc, V, Mn.

взаимодействия. Например, наблюдалась зависимость от  $N/Z$  отношения используемых продуктов при расчете температуры взаимодействующей системы методом двойного изотопного отношения [15], при помощи коэффициента изоскейлинга мультифрагментов оценивалось значение коэффициента симметрии в уравнении ядерного состояния [16]. Следовательно, изучение зависимости коэффициента изоскейлинга от нуклонного содержания продукта имеет значение при моделировании и количественном анализе ядерных взаимодействий.

### 3. Заключение

На основе экспериментальных значений сечений образования ядер-остатков реакций  $p + (E = 3.65 \text{ ГэВ}) + {}^{124,112}\text{Sn}$  и  ${}^{136,124}\text{Xe} + \text{Pb}$  построены изоскейлинговые зависимости. Фитирование по формуле (2) проведено по отдельности для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных продуктов. Использовались продукты, образованные в различных каналах реакций. Результаты показали, что значения параметров фитирования  $B$  для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных продуктов существенно отличаются друг от друга для тяжелых

продуктов (продуктов расщепления). В области относительно легких продуктов ( $Z \sim 20 - 25$ ) это различие уменьшается, а для продуктов с  $Z \leq 15$  различий в параметрах изоскейлинга не наблюдается.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Богатин, В.К.Бондарев, В.Ф.Литвин и др. Ядерная физика, **19**, 32 (1974); V.I.Bogatin, V.F.Litvin, O.V.Lozhkin, et al. Nucl. Phys. A, **260**, 446 (1976).
2. В.И.Богатин, Е.А.Ганза, О.В.Ложкин и др. Ядерная физика, **31**, 845 (1980).
3. Г.В.Арустамян, Г.А.Вартапетян, А.С.Данагулян, А.Х.Худавердян. Ядерная физика, **32**, 1165 (1980).
4. M.B.Tsang, W.A.Friedman, C.K.Gelbeke, et al. Phys. Rev. C, **64**, 041603 (2001).
5. M.B.Tsang, W.A.Friedman, C.K.Gelbeke, et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 5023 (2001).
6. A.R.Balabekyan, A.S.Danagulyan, J.R.Drnoyan, et al. Nucl. Phys. A, **735**, 267 (2004).
7. A.Le Fevre, G.Auger, et al. Phys. Rev. Lett., **94**, 162701 (2005).
8. W.Trautmann, ALADIN Collaboration, INDRA Collaboration. Nucl. Phys. A, **787**, 575 (2007).
9. J.Iglio, D.V.Shetty, S.J.Yennello, et al. Phys. Rev. C, **74**, 024605 (2006).
10. A.S.Danagulyan, A.R.Balabekyan, G.H.Hovhannisyann. Phys. Atom. Nucl., **73**, 81 (2010).
11. A.S.Danagulyan, A.R.Balabekyan, G.H.Hovhannisyann, N.A.Demekhina, J.Adam, V.G.Kalinnikov, M.I.Krivopustov, V.M.Tsoupko-Sitnikov. Nucl. Phys. A, **814**, 109 (2008).
12. A.R.Balabekyan, A.S.Danagulyan, J.R.Drnoyan, et al. Ядерная физика, **69**, 1520 (2006).
13. D.Henzlova, K.-H.Schmidt, M.V.Ricciardi, et al. Phys. Rev. C, **78**, 0446165 (2008).
14. Г.О.Оганесян, А.С.Данагулян, А.Р.Балабекян и др. Ядерная физика, **75**, 147 (2012).
15. C.Sfienti, M.De Napoli, S.Bianchin, et al. Proc. XLV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), 14-21 January 2007; arXiv:0704.0227.
16. R.Ogul, A.S.Botvina, U.Atav, et al. Phys. Rev. C, **83**, 024608 (2011); arXiv: 1006.3723v1[nucl-ex].

#### ԻԶՈՏՈՊ ԷՖԵԿՏԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Տ.Մ. ԲԱԽՇԻՅԱՆ

Ուսումնասիրված է իզոտոպ էֆեկտը միջուկային ռեակցիաների տարբեր ուղիներում առաջացած մնացորդային միջուկների համար: Միմյանցից առանձին քննարկելու դեպքում նեյտրոնդեֆիցիտային և նեյտրոնավելցուկային մնացորդային միջուկների մոտ նկատվում է իզոսկեյլինգի պարամետրերի արժեքների որոշակի տարբերություն: Ճեղքման ռեակցիաներում առաջացած մնացորդային միջուկների համար տարբերությունը առավելագույնն է: Այդ տարբերությունը փոքրանում է մնացորդային միջուկների զանգվածային թվերի նվազման հետ:

#### INVESTIGATION OF FEATURES OF ISOTOPIC EFFECT

G.H. HOVHANNISYAN, A.S. DANAGULYAN, T.M. BAKHSHIYAN

Isotopic effect is investigated for the products formed in various channels of nuclear reactions. The separate consideration of neutron-poor and neutron-rich products shows difference in values of isoscaling parameters. The greatest difference is observed for spallation products. This difference decreases with reduction of the mass number of products.

УДК 535.14

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ СОСТОЯНИЙ И СИММЕТРИЯ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Т.В. ГЕВОРГЯН<sup>1†</sup>, Г.Ю. КРЮЧКЯН<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

<sup>†</sup>e-mail: t\_gevorgyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 сентября 2012 г.)

Исследовано возбуждение диссипативного нелинейного осциллятора под действием монохроматической силы на уровне нескольких квантов. С этой целью рассмотрен оптический параметрический осциллятор, комбинированный с фазовой модуляцией, в котором мода осциллятора в резонаторе возбуждается через процесс вниз-конверсии под действием монохроматического поля лазера. Вычислены временные осцилляции раби-фоковских состояний и исследованы свойства моды осциллятора в фазовом пространстве на основе функций Вигнера.

### 1. Введение

В последнее время разработка искусственных нелинейных осцилляторных систем в строгом квантовом режиме представляет большой интерес для применений в квантовых технологиях, в частности, для инженерии квантовых состояний и квантовой логики [1,2]. Такие системы также используются для сверхтонких измерений [3] и как модели для исследования нелинейных явлений [4]. Это направление эффективно развивается благодаря разработке техники приготовления нано-механических и нано-оптико-электрических осцилляторов, а также нелинейных осцилляторов на основе джозефсоновского перехода в области низких температур, в строгом квантовом режиме (см. [2] и приведенные ссылки). Как известно, для обычного осциллятора энергетические уровни состояний Фока  $|n\rangle$  являются эквидистантными. Для нелинейного осциллятора эквидистантность осцилляторных уровней энергии нарушается и появляется возможность селективного заселения фоковских состояний. Это обстоятельство было продемонстрировано для приготовления низших фоковских состояний ангармонического осциллятора в импульсном режиме [5], для исследования модулированного по времени ангармонического осциллятора в мезо-режиме [6] при наличии диссипации и для осциллятора с чирпом при наличии квантовых флуктуаций [7,8]. В настоящей статье рассмотрен ангармонический осциллятор под действием параметрического возбуждения (АОПВ). Одной из реализаций

такой модели может быть хорошо известная схема оптического параметрического осциллятора (ОПО), комбинированного с фазовой модуляцией, в которой мода осциллятора в резонаторе возбуждается через процесс вниз-конверсии под действием монохроматического поля лазера. В резонатор включен нелинейный элемент с восприимчивостью третьего порядка, который ведет к фазовой модуляции моды или к керровской ангармоничности. Эта система была ранее рассмотрена в специальном случае без эффектов диссипации [9], а также в последовательном квантовом подходе [10,11] для установившегося режима, для больших временных интервалов и в случае достаточно большого уровня числа возбужденных состояний. В этой работе рассматривается временная эволюция системы и строгий квантовый режим, в котором возбуждаются только низшие состояния осциллятора.

Необходимо отметить, что комбинационные системы в резонаторах обладают рядом свойств, которые отсутствуют в каждом из подсистем в отдельности (см. обзорную статью [12], а также [13]). Таким образом, мода ангармонического осциллятора вследствие параметрического двухквантового возбуждения приобретает нетривиальную динамику по аналогии с атомом в бихроматическом поле [14-16], а также новую симметрию в фазовом пространстве по сравнению со случаем ангармонического осциллятора под действием обычного возбуждения (см. ниже).

## 2. Оптический параметрический осциллятор с фазовой модуляцией

Гамильтониан взаимодействия для ангармонического осциллятора под действием параметрического возбуждения в приближении вращающейся волны имеет следующий вид:

$$H = \hbar\Delta a^+ a + \hbar\chi (a^+ a)^2 + \hbar(\Omega a^{+2} + \Omega^* a^2), \quad (1)$$

где параметр  $\Omega$  пропорционален амплитуде внешней силы  $E$ ,  $a^+$  и  $a$  являются операторами рождения и уничтожения моды осциллятора,  $\chi$  – параметр нелинейности и  $\Delta = \omega_0 - \omega/2$  есть расстройка между собственной частотой осциллятора и половиной частоты возмущающей силы. Второй и третий члены в гамильтониане описывают фазовую модуляцию моды и параметрическое трехволновое взаимодействие полуклассического внешнего поля с осцилляторной модой, соответственно.

Отметим, что эта модель может быть реализована для некоторых физических систем. Одним из наиболее удобных представляется линейная цепь, в которую включен джозефсоновский сверхпроводящий элемент с нелинейным осцилляторным потенциалом (см., например, работы по теории [17] и эксперименту [18]). Показано, что гамильтониан такого резонатора (линеаризованной цепи) для нормальных осцилляторных мод имеет форму, аналогичную гамильтониану (1) [19]. Он содержит, как керровские нелинейные члены, так и параметрические члены, которые соответствуют параметрическому усилению [20].

Существенно, что параметр нелинейности осциллятора может быть получен для разных режимов от слабой до очень сильной нелинейностей по отношению к параметру диссипации моды; таким образом, указанные системы могут быть приготовлены в строгом квантовом режиме.

В случае, когда возбуждение моды отсутствует, энергетические уровни ангармонического осциллятора, соответствующие фоковским состояниям  $|n\rangle$ , равны  $E_n = E_0 + \hbar\omega_0 n + \hbar\chi n^2$  с  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Таким образом, вследствие нелинейного вклада энергетический спектр является не эквидистантным и появляется возможность селективно заселить разные фоковские состояния осциллятора. В частности, выбирая расстройку  $\delta = (1/\hbar)(E_2 - E_0) - \omega = 2\Delta + 4\chi$  и параметр  $\Omega/\gamma$ , можно эффективно заселить фоковское состояние  $|2\rangle$  в параметрическом двухквантовом переходе  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ . Для иллюстрации, низшие состояния осциллятора и двухквантовые переходы приведены на рис.1.

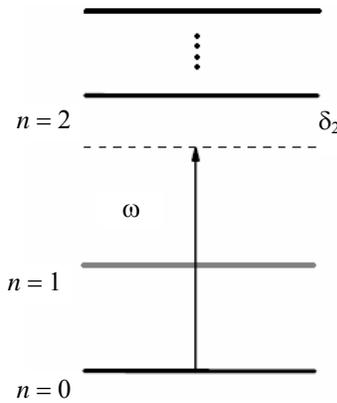


Рис.1. Уровни энергии и переход  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$  для ангармонического осциллятора с параметрическим двухфотонным возбуждением.

Такая система диссипативна вследствие затухания моды на зеркалах резонатора и из-за квантовых флуктуаций. Эффекты диссипации и декогеренции рассматриваются здесь в рамках уравнения для оператора плотности моды осциллятора:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_i \left( L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i \right), \quad (2)$$

где  $L_1 = \sqrt{N\gamma}a^\dagger$ ,  $L_1 = \sqrt{(N+1)\gamma}a$  есть операторы Линдблада,  $\gamma$  – коэффициент диссипации моды и  $N$  определяет среднее число квантов теплового резервуара. Ниже рассматривается чисто квантовый случай,  $N = 0$ .

Для установившегося режима, для больших временных интервалов, аналитическое решение уравнения Фоккера–Планка для этой системы, а также распределения чисел фотонов моды (чисел возбуждения осциллятора) и функции Вигнера были получены в работах [10,11] с учетом квантового шума во

всех порядках теории возмущений. Правильность такого решения до сих пор не анализирована для строго квантового режима, который имеет место, если отношение нелинейного параметра к коэффициенту диссипации,  $\chi/\gamma$ , не мало и число возбужденных состояний осциллятора составляет несколько квантов. Такое аналитическое решение не представляется возможным получить для произвольных временных интервалов. Поэтому в этой работе используется численное моделирование уравнения (2) в рамках метода диффузии квантового состояния и метода квантовых траекторий [21]. Детали вычислений и приложения метода для исследования квантово-оптических систем приведены в работах [22-37].

Вначале приведем результаты полуклассического приближения для интенсивности моды  $n$  (в единицах чисел фотонов) и фазы амплитуды поля моды  $\phi$ , которые выражаются через амплитуду моды осциллятора  $\alpha = n^{1/2} \exp(i\phi)$ . В режиме выше порога эти величины даются следующими выражениями:

$$n = \frac{\gamma}{2\chi} \left[ \frac{\Delta}{\gamma} + (J-1)^{1/2} \right], \quad \sin(\Phi - 2\phi) = J^{1/2}, \quad (3)$$

где  $J = I\Omega^2/\gamma^2$ ,  $\Phi$  есть фаза и  $I$  – интенсивность внешнего поля с амплитудой  $E = I^{1/2} \exp(i\Phi)$ . Режим выше порога имеет место, если  $I > I_{th} = (\gamma^2/\Omega^2) \times (1 + \Delta^2/\gamma^2)$ , а моностабильное поведение реализуется для отрицательных расстройок. Эти результаты получены в установившемся режиме, для случая больших чисел фотонов,  $n \gg 1$  [10]. Ниже приводятся результаты анализа в рамках рассмотрения матрицы плотности моды осциллятора.

### 3. Раби осцилляции и функции Вигнера для режима возбуждения на уровне нескольких квантов

Рассмотрим теперь строгий квантовый режим для моностабильной динамики осциллятора для случая сильных нелинейностей,  $\chi/\gamma \geq 1$ , тогда возможно селективно возбудить несколько нижних уровней нелинейного осциллятора. С этой целью предполагаем, что близким к резонансному является двухквантовый переход  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ , т.е. расстройка  $\delta = (1/h)(E_2 - E_0) - \omega = 2\Delta + 4\chi$  мала; конкретно принимается, что  $\delta = 16\gamma$  и  $\Omega/\gamma = 7$ . Такая расстройка реализуется, в частности, если  $\Delta/\gamma = -2$  и  $\chi/\gamma = 5$ . Для этих параметров расстройка для другого двухквантового перехода  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ , а именно,  $\delta = (1/h)(E_3 - E_1) - \omega = 2\Delta + 8\chi$  равна  $\delta = 36\gamma$ , т.е. намного больше, чем расстройка для перехода  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ . Таким образом, можно предположить, что поведение АОПВ будет аналогично поведению двухуровневого атома.

Полученные результаты подтверждают это утверждение. Численные результаты приведены на рис.2 для временной эволюции среднего числа фотонов (среднего числа возбуждений осциллятора) и вероятностей низших состояний  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ , а также распределений числа фотонов в моде и функции Вигнера в стационарном режиме. Мы полагаем, что в начальный момент времени система находится в вакуумном состоянии. На рис.2а приведена временная эволюция среднего числа фотонов. Как легко заметить, населенности состояний, связан-

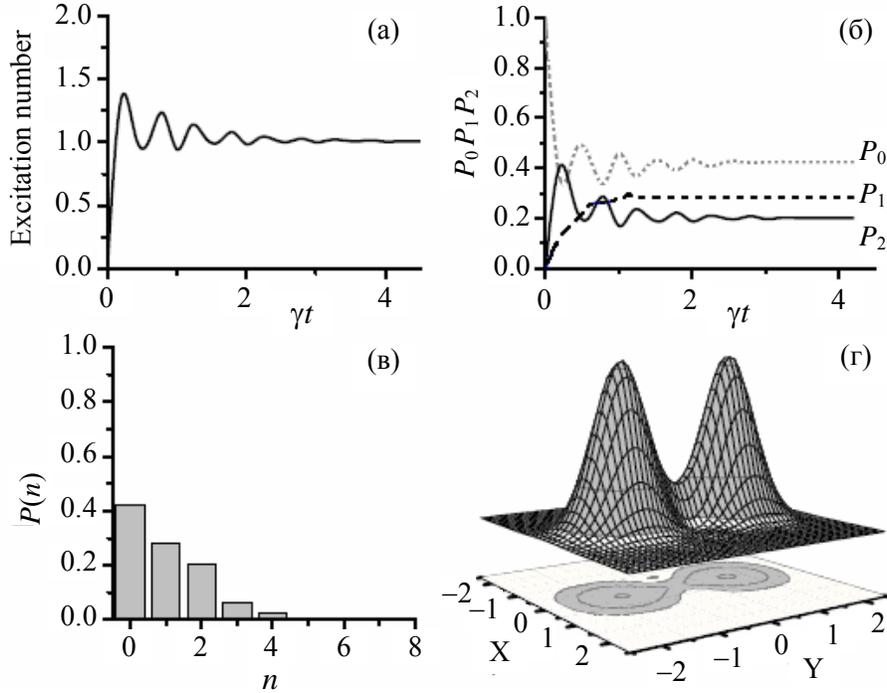


Рис.2. Временная эволюция среднего числа фотонов (а); временные осцилляции Раби населенностей низших фоковских состояний (б); распределение вероятностей чисел фотонов (в) и функция Вингера (г) в стационарном режиме. Параметры равны  $\Delta/\gamma = -2$ ,  $\Omega/\gamma = 7$ .

ных условием резонанса, показывают характерную квантовую динамику осцилляций Раби (см. рис.2б) двухуровневой системы. Эти осцилляции затухают по времени из-за диссипации. Что касается вероятности состояния  $|1\rangle$ , то она показывает монотонное поведение. Распределение фотонов в стационарном режиме представлено на рис.2в, которое соответствует результатам рис.2б для больших временных интервалов. Функция Вигнера моды осциллятора в стационарном режиме представлена на рис.2г. Интересно отметить, что функция Вигнера имеет двухпиковую структуру в фазовом пространстве и симметрию по отношению к повороту на  $\pi$  относительно начала координат. Такое явление, известное как локализация фаз, было продемонстрировано ранее для вырожденного оптического параметрического осциллятора выше порога генерации и связано с образованием двух фазовых состояний моды субгармоники. Локализация фазы имеет место также для ОПО, комбинированного с фазовой модуляцией, рассматриваемого в данной работе. Действительно, наличие двух фазовых состояний моды осциллятора в полуклассическом приближении, в режиме надпороговой генерации следует из формул (3), а в квантовом подходе двухфазовая локализация была продемонстрирована в рамках функции Вигнера для случая очень большого числа фотонов [11]. Здесь показано, что локализация в фазовом пространстве имеет место также для строгого квантового режима АОПВ, в слу-

чае, когда только низшие состояния осциллятора возбуждаются или генерация ОПО с фазовой модуляцией осуществляется на уровне двух-трех осцилляторных квантов. Такая фазовая симметрия имеет общую природу и следует из симметрии взаимодействия (1) и диссипативных членов в уравнении Линдблада (2).

Авторы благодарны А.Р. Шагинян за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Haroche, J.M.Raimond.** Exploring the Quantum-Atoms, Cavities and Photons, Ch.3. Oxford Univ. Press, Oxford, UK, 2006.
2. **J.Q.You, F.Nori.** Nature, **474**, 585 (2011); **I.Buluta, S.Ashhab, F.Nori.** Rep. Prog. Phys., **74**, 104401 (2011).
3. **G.L.Baker, J.A.Blackburn.** The Pendulum. Oxford Univ. Press, 2005.
4. **H.Khalil.** Nonlinear Systems. Prentice-Hall, 1996.
5. **T.V.Gevorgyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **79**, 053828 (2009).
6. **T.V.Gevorgyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys.Rev. A, **85**, 053802 (2012).
7. **K.W.Murch, R.Vijay, I.Barth, et al.** Nat. Phys. Lett., **7**, 105 (2011).
8. **I.Barth, L.Friedland, O.Gat, A.G.Shagalov.** Phys. Rev. A, **84**, 013837 (2011).
9. **B.Wielinga, G.J.Milburm.** Phys. Rev. A, **48**, 2494 (1993); Phys. Rev. A, **49**, 5042 (1994).
10. **G.Yu.Kryuchkyan, K.V.Kheruntsyan,** Opt. Comm., **120**, 132 (1996).
11. **K.V.Kheruntsyan, D.S.Krahmer, G.Yu.Kryuchkyan, K.G.Petrosian.** Opt. Comm., **139**, 157 (1997).
12. **S.M.Saltiel, A.A.Sukhorukov, Y.S.Kivshar.** Prog. Optics, **47**, 1 (2004).
13. **K.V.Kheruntsyan, G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Mouradyan, K.G.Petrosian.** Phys. Rev. A, **57**, 535 (1998).
14. **M.Jakob, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **58**, 767 (1998).
15. **G.Yu.Kryuchkyan, M.Jakob, A.S.Sargsian.** Phys. Rev. A, **57**, 2091 (1998).
16. **M.Jakob, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **57**, 1355 (1998).
17. **J.Bourassa, J.M.Gambetta, et al.** Phys. Rev. A, **80**, 032109 (2009).
18. **T.Niemczyk, F.Deppe, H.Huebl, E.P.Menzel, et al.** Nat. Phys., **6**, 772 (2010).
19. **J.Bourassa, F.Beaudoin, Jay M.Gambetta, A.Blais.** Phys. Rev. A, **86**, 013814 (2012).
20. **T.Yamamoto, K.Inomata, M.Watanabe, et al.** Appl. Phys. Lett., **93**, 042510 (2008).
21. **I.C.Percival.** Quantum State Diffusion. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
22. **R.Schack, T.A.Brunn.** Comp. Phys. Commun., **102**, 210 (1997).
23. **S.M.Tan.** J. Opt. B, **1**, 424, (1999).
24. **S.T.Gevorkyan, G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Muradyan.** Phys. Rev. A, **61**, 043805 (2000).
25. **H.H.Adamyanyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **63**, 022102 (2001).
26. **H.H.Adamyanyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. E, **64**, 046219 (2001).
27. **G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Muradyan.** Phys. Lett. A, **286**, 113 (2001).
28. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan, N.T.Muradyan.** Opt. Comm., **190**, 245 (2001).
29. **G.Yu.Kryuchkyan, S.B.Manvelyan.** Phys. Rev. Lett., **88**, 094101 (2002).
30. **G.Yu.Kryuchkyan, S.B.Manvelyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013823 (2003).
31. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan.** Phys. Rev. A, **69**, 013813 (2004).
32. **H.H.Adamyanyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **74**, 023810 (2006).
33. **A.Vukics, H.Ritsch.** Eur. Phys. J. D, **44**, 585 (2007).
34. **N.H.Adamyanyan, H.H.Adamyanyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **77**, 023820 (2008).
35. **H.H.Adamyanyan, N.H.Adamyanyan, N.T.Gevorgyan, T.V.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Part. Nuclei Lett., **5**, 161 (2008).
36. **D.A.Antonosyan, T.V.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **83**, 043807 (2011).
37. **H.Atsatryan, T.Gevorgyan, A.Shahinyan.** J. Softw. Eng. Appl., **5**, 864 (2012).

ՏԱՏԱՆԱԿԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ԳՐԳՌՈՒՄՆԵՐ  
ԵՎ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆԸ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

Տ.Վ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Գ.ՅՆԼ. ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Հետազոտված են ոչ գծային դիսիպատիվ տատանակի գրգռումները մի քանի քվանտային մակարդակների համար: Այս նպատակով դիտարկված է օպտիկական պարամետրական տատանակ համակցված փուլային մոդուլյացիայով, որում տատանակի մոդան ռեզոնատորում գրգռվում է մոնոքրոմատային լազերային դաշտում գտնվող ներքև-կոնվերսիայի պրոցեսի արդյունքում: Ցույց են տրված Ֆոկի վիճակների Ռաբի տատանումները և ուսումնասիրված են սուբհարմոնիկ մոդի հատկությունները փուլային տարածությունում:

PARAMETRIC EXCITATION OF OSCILLATORY STATES  
AND SYMMETRY IN PHASE SPACE

T.V. GEVORGYAN, G.Yu. KRYUCHKYAN

We study the excitation of nonlinear dissipative oscillator on a level of a few quanta. For this goal, an optical parametric oscillator combined with phase-modulation in which the oscillatory mode is excited through down-conversion process under a monochromatic laser field is considered. The temporal Rabi oscillations of Fock states as well as the properties of oscillatory mode in phase space are studied on the base of the Wigner functions.

УДК 535.14

## ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИССИПАТИВНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ: НЕЛИНЕЙНЫЙ ОСЦИЛЛЯТОР В СТРОГОМ КВАНТОВОМ РЕЖИМЕ

А.Р. ШАГИНЯН<sup>1</sup>, Т.В. ГЕВОРГЯН<sup>2†</sup>

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет, Ереван

<sup>2</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

<sup>†</sup>e-mail: t\_gevorgyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 сентября 2012 г.)

Разработан пакет программ для численного исследования квантовых диссипативных систем в области фотоники и квантовой оптики на кластере, который включает пользовательский графический интерфейс. Создана библиотека C++ классов для численного моделирования временной эволюции матрицы плотности, средних значений различных операторов (среднее число фотонов, корреляционные функции различных порядков, среднеквадратичные флуктуации и т.д.), секции Пуанкаре, а также различных квазивероятностных функций распределения, включая функции Вигнера в фазовом пространстве. Как приложение, приведены результаты вычислений для нелинейного осциллятора в строгом квантовом режиме.

### 1. Введение

Все реальные эксперименты в квантовой физике имеют дело с открытыми системами, которые даже приближенно нельзя считать изолированными, так как они подвержены влиянию окружения. Физические свойства открытых квантовых систем существенно отличаются от свойств замкнутых, поскольку взаимодействие с окружением ведет к явлениям диссипации энергии и декогерентности. Как известно, временную эволюцию открытых систем невозможно описать с помощью уравнения Шредингера для волновой функции, однако существует ряд методов описания вышеуказанных процессов взаимодействия с окружающей средой с помощью матрицы плотности. Обычно представляет интерес эволюция только редуцированной матрицы плотности, которая получается из полной матрицы плотности системы усреднением по переменным термостата, т.е. окружения. Эта величина позволяет вычислить квантово-механические средние по формуле  $\langle A \rangle = \text{Sp}(\rho \hat{A})$ . Точное аналитическое решение уравнения матрицы плотности, описывающей временную эволюцию, удастся найти только для нескольких модельных задач (в частности, для проблем квантовой оптики – см. [1,2] и приведенные там ссылки). Таким образом, основным средством анализа являются численные расчеты и приближенные методы, в частности, метод

квантовых траекторий.

Настоящая работа посвящена описанию пакета программ для вычисления матрицы плотности в области фотоники и квантовой оптики на основе метода квантовых траекторий и диффузии квантового состояния (ДКС) [3-5]. Такие пакеты были приведены ранее [6-8], однако здесь приведен вариант, являющийся продолжением работы [9]. Данный пакет является расширенным вариантом пакета [9]. В пакет включены расчеты квазивероятностей, сечений Пуанкаре, Фиделити. Добавлен пользовательский графический интерфейс (ПГИ), который расширяет круг пользователей программы. Особенной чертой данной программы является возможность расширения свойств программы при помощи ПГИ. Другая часть работы посвящена конкретным приложениям для исследования нелинейного диссипативного осциллятора. Работа построена следующим образом. В разделе 2 кратко описан метод вычислений. Раздел 3 посвящен описанию пакета программ. В разделе 4 приводятся результаты конкретных вычислений.

## 2. Метод диффузии квантового состояния

Прямое численное интегрирование уравнения матрицы плотности для фотонных процессов практически трудно реализуемо на современных компьютерах. Уравнение можно записать в базисе осцилляторных, фоковских состояний с определенными числами фотонов  $|n_i\rangle = (1/\sqrt{n_i!}) (a_i^+)^{n_i} |0\rangle$ . При этом мы приходим к системе матричных уравнений, число которых есть  $N^2$ , где  $N$  – граничное число фотонов для одномодовой задачи. Их решение даже для простых одномодовых задач требует больших компьютерных ресурсов. Существует несколько хорошо апробированных методов приближенного интегрирования, основной идеей которых является представление эволюции квантовой открытой системы в виде разложения по ансамблю так называемых квантовых траекторий [3-5]. В методе ДКС каждая траектория описывается стохастическим вектором состояния, удовлетворяющим уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle = & -\frac{i}{\hbar} H |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle - \frac{1}{2} \sum_j (L_j^+ L_j - 2\langle L_j^+ \rangle L_j + \langle L_j^+ \rangle \langle L_j \rangle) |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle + \\ & + \frac{1}{2} \sum_j (L_j - \langle L_j^+ \rangle) |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle \xi_j^{(n)}(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $n$  – номер стохастической траектории,  $L_j$  – оператор Линдблада, который описывает диссипативную часть. Каждому оператору Линдблада соответствует независимый шумовой член  $\xi_j^{(n)}(t)$ , который является вигнеровским процессом с нулевым средним значением  $\langle \xi_j^{(n)} \rangle = 0$ . Каждая траектория определяется как гамильтонианом  $H$ , так и набором большого числа стохастических переменных. Они определяются следующими корреляционными функциями:

$$\langle \xi_j^{(n)}(t) \xi_{j'}^{(n)}(t') \rangle = \delta_{n,n'} \delta_{j,j'} \delta(t-t'). \quad (2)$$

Средние величины  $\langle L_j \rangle$  в уравнении (4) взяты по квантовому состоянию  $\Psi_{\xi^{(n)}}(t)$ ,  $\langle L_j \rangle = \langle \Psi_{\xi^{(n)}}(t) | L_j | \Psi_{\xi^{(n)}}(t) \rangle$ . Через  $\xi^{(n)}$  введено обозначение для совокупности шумовых членов  $\xi_j^{(n)}$   $n$ -ной траектории. При численном вычислении траектории генерируются с помощью генератора случайных чисел, который позволяет моделировать для каждой квантовой траектории независимый и некоррелированный с остальными траекториями набор шумовых множителей  $\xi_j^{(n)}(t)$ . После того как вычислено достаточно большое количество  $N$  траекторий, т.е. состояний  $|\Psi_{\xi}(t)\rangle$ , матрица плотности системы восстанавливается усреднением по траекториям:

$$\rho(t) = M(|\Psi_{\xi}(t)\rangle\langle\Psi_{\xi}(t)|) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle\langle\Psi_{\xi^{(n)}}(t)|. \quad (3)$$

При таком подходе среднее значение произвольного оператора  $\langle A \rangle$  представляется как квантово-механическое среднее по состоянию  $|\Psi_{\xi}(t)\rangle$ , усредненное по ансамблю траекторий:

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(A\rho) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \langle \Psi_{\xi^{(n)}}(t) | A | \Psi_{\xi^{(n)}}(t) \rangle. \quad (4)$$

Естественно, на практике усреднение проводится по конечному числу траекторий, именно это и является приближением. Обычно приходится суммировать до 10000 траекторий, чтобы получить довольно точные результаты, однако, каждая отдельная квантовая траектория легко поддается численному интегрированию. Приложения этого метода приведены в работах [10-24] для исследования нестабильностей Хопфа [10], стохастического резонанса [11], квантового хаоса [12-15], приготовления фоковских состояний [16,17], генерации перепутанных состояний с непрерывными переменными [18-21], трехфотонных коррелированных состояний [22-24].

### 3. Программный пакет, основанный на параллельных вычислениях

Программа написана на языке C++, который является объектно-ориентированным и позволяет многократное использование кода. Пакет состоит из трех модулей: пользовательского графического интерфейса (ПГИ), объект медиатора и так называемого механизма (рабочий C++ код), который состоит из четырех частей (симуляции ДКС, сечение Пуанкаре, квазираспределений и Фиделити). Ниже приводится их описание.

**ПГИ и объект медиатор.** ПГИ – это графическая среда, которую видит пользователь на своем мониторе (рис.1). Графический интерфейс реализован с помощью библиотеки, в которой пользователь выбирает в специальном окне нужный ему механизм (рис.1а), потом вводит численные значения параметров, описывающих выбранную систему (рис.1б,с) (в том числе гамильтониан системы, время эволюции, вычисляемые величины, имена файлов и т.д.). Связь между ПГИ и механизмами осуществляется с помощью объекта медиатора. Эти

вводимые данные сохраняются в исходном файле, который динамично сочетается с остальными совместно используемыми библиотеками для дальнейшей симуляции. Как отмечалось выше, этот пакет годен и для кластеров (с операционными системами ЮНИКС) для параллельных вычислений. Параллелизм реализован с помощью библиотеки MPI в модуле механизма. Это означает, что можно решить данную задачу параллельно на нескольких, например, 128 процессорах одновременно (ЕГУ-кластер), сократив длительность решения задачи в 128 раз. Число процессоров тоже вводится как параметр в ПГИ, вместе с другими параметрами.

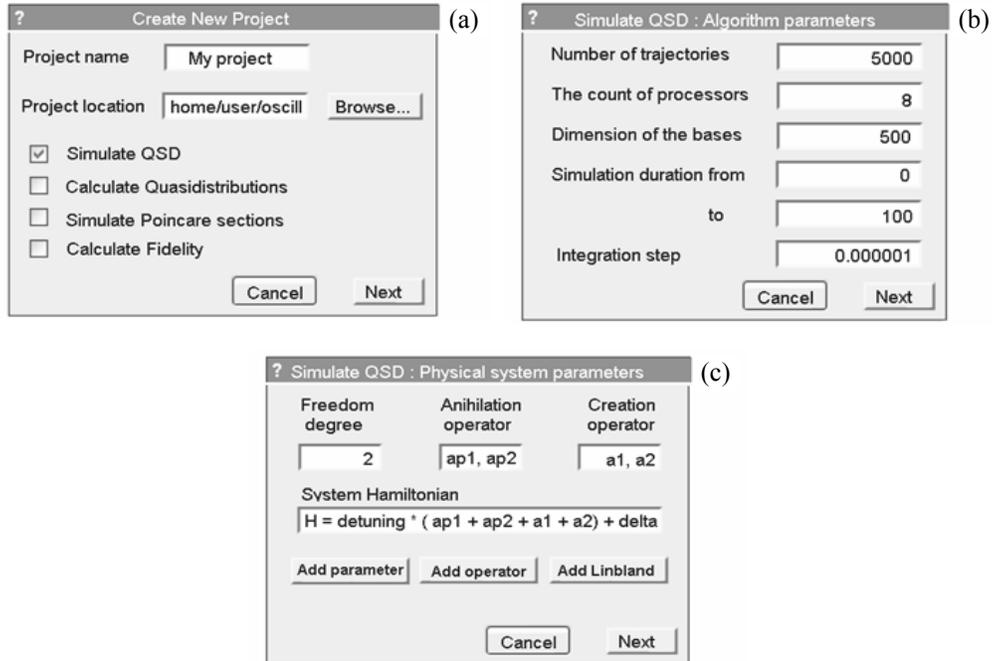


Рис.1. Диалоговые окна для создания нового пакета. (а) Создание нового проекта, (б) диалоговое окно для определения конфигурационных параметров ДКС, (с) диалоговое окно для определения конфигурационных параметров исследуемой системы.

**Механизмы.** Этот уровень представляет собой библиотеку шаблонных и абстрактных классов, изображающих объекты эрмитового пространства. Код написан на языке C++ и использована библиотека Boost 1.35 для компактности кода. Как отмечалось выше, пакет расширяемый, т.е. пользователь может добавить свои классы и функции. Это можно сделать как из низшего уровня, заглянув в исходный код, так и в специальном окне в ПГИ.

**ДКС симуляция (Simulate QSD).** В этом механизме моделирован метод ДКС, изложенный выше. Созданы классы, которые описывают гильбертово пространство, векторы состояния (фоковские, когерентные), бозонные операторы (операторы рождения и уничтожения фотонов  $a_i^+, a_i$ , шумовые операторы

Линдблада, оператор плотности системы и т.д.) и арифметика для этих операторов. После успешной компиляции программа начинает работу. Этот механизм устроен так, что пользователь может получить результаты вычисления во время работы программы: это осуществляется с помощью динамического синтаксического анализа. Поскольку алгоритм ДКС дает возможность параллельного вычисления, то фиксируя число процессоров  $N$  из ПГИ, программа разбивается на  $N$  частей и в конце, собираясь, дает единый результат. Эта часть написана таким образом, что  $N$  может быть сколь угодно большим (насколько позволяют наши ресурсы). Метод ДКС теоретически имеет линейную зависимость от числа параллелизаций. На рис.2 приведена зависимость эффективности от числа параллелизаций.

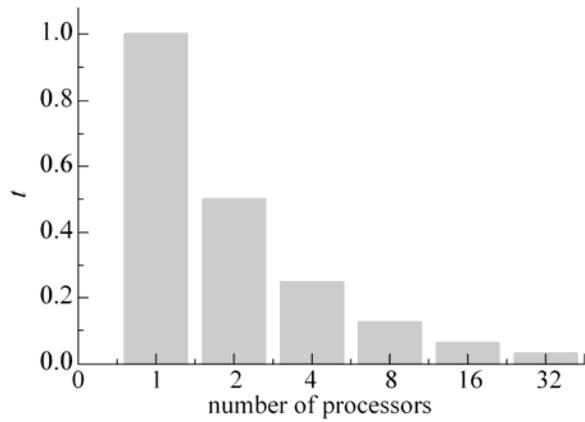


Рис.2. График показывает зависимость времени выполнения от числа параллелизаций.

**Вычисление квазираспределений (Calculate Quasidistributions).** Эта часть создана для вычислений квазираспределений системы в фазовом пространстве, в том числе функций Вигнера, которая для одной моды равна

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp\left(-\frac{i}{\hbar} p\xi\right) \left\langle x + \frac{1}{2}\xi \left| \hat{\rho} \right| x - \frac{1}{2}\xi \right\rangle, \quad (5)$$

где  $x = (a + a^+)/\sqrt{2}$ ,  $y = p = (a - a^+)/\sqrt{2i}$  – это безразмерные координата и импульс моды. Формат входного файла может быть выбран пользователем из ПГИ. Если пользователь требует вычисления больше одного квазираспределения, то их симуляция может осуществиться параллельно, на разных процессорах кластера без всякой проблемы синхронизации с потоками ввода/вывода, поскольку синтаксический анализ матрицы плотности из файла реализуется только один раз, перед запуском симуляции. Параметры, необходимые для вычисления квазираспределений – это число точек в фазовом пространстве, длина вектора состояния, начальное значение в фазовом пространстве и угол томографии.

**Симуляция сечения Пуанкаре (Simulate Poincaré sections).** В этой части моделирован метод вычисления сечения Пуанкаре. Для периодических во времени систем выбираем  $(x_0, y_0)$  как произвольную начальную точку в фазовом пространстве в момент времени  $t_0$ . В этом случае мы находим постоянную фазовую картину  $(X; Y)$  для последовательности точек  $(X_n, Y_n) = (X(t_n), Y(t_n))$  в  $t_n = t_0 + (2\pi/\delta)n$ , для  $n = 1, 2, \dots$ , где  $\delta$  является частотой системы. Это означает, что для любого  $t = t_n$  система находится в одной из точек в сечении Пуанкаре. Реальные и мнимые части оператора рождения рассматриваются как оси в фазовом пространстве. Симуляция сечения Пуанкаре была использована в [12,15,16], для исследования хаотического режима ангармонического осциллятора.

**Вычисление Фиделити (Calculate Fidelity).** Фиделити определяется по формуле  $F = \langle \psi | \rho | \psi \rangle$ . Фиделити определяет насколько близка волновая функция и матрица плотности, то есть насколько волновая функция содержится в матрице плотности. Фиделити является одним из величин, который широко используется в инженерии квантовых состояний.

Эта часть также объектно-ориентирована и представляет собой библиотеку классов для чистых состояний, которые могут быть расширены пользователем. Для расширения библиотеки пользователь должен унаследовать от `states::state` класса и перегрузить `generate_norm()` и `generate_state_in_fock_basis()` виртуальные функции. Единственное ограничение в данном изложении это то, что состояния должны быть представлены в фоковском базисе. Входными данными являются файл, содержащий матрицу плотности, определение состояний, для которых должен быть подсчитан фиделити. Для входного файла пользователь может определить собственный формат. Симуляция Фиделити была использована в работе [17] для исследования фоковских и суперпозиционных состояний в ангармоническом осцилляторе под управлением гауссовых импульсов.

#### 4. Нелинейный диссипативный осциллятор в строгом квантовом режиме

Во второй части работы приводится приложение пакета для исследования нелинейного диссипативного осциллятора (НДО) в строгом квантовом режиме. В последнее время такие системы представляют большой интерес для применений в квантовых технологиях, в частности, для инженерии квантовых состояний и квантовой логики [1,2]. С другой стороны, уже разработан метод для приготовления нано-механических осцилляторов и осцилляторов на основе джозефсоновского перехода в области низких температур, в строгом квантовом режиме. Наиболее простой такой системой является одномодовый ангармонический осциллятор под действием монохроматического возмущения. Гамильтониан взаимодействия для НДО в приближении вращающейся волны имеет следующий вид:

$$H = \hbar\Delta a^\dagger a + \hbar\chi(a^\dagger a)^2 + (\Omega a^\dagger + \Omega^* a), \quad (6)$$

где параметр  $\Omega$  пропорционален амплитуде внешней силы,  $a^+$  и  $a$  являются операторами рождения и уничтожения моды осциллятора,  $\chi$  – параметр нелинейности и  $\Delta = \omega_0 - \omega_L$  есть расстройка между собственной частотой осциллятора и частотой возмущающей силы. Эффекты диссипации и декогерентности учитываются с помощью взаимодействия осциллятора с резервуаром, в результате матрица плотности моды осциллятора дается выражениями (1)-(3).

Квантовая теория нелинейного диссипативного осциллятора приведена в работах [27,28] в установившемся режиме, для больших временных интервалов, на основе стационарного потенциального решения уравнения Фоккера–Планка [1,2]. Правильность такого решения до сих пор не проанализирована для строго квантового режима, который имеет место, если отношение нелинейного параметра к коэффициенту диссипации  $\chi/\gamma$  не мало и число возбужденных состояний осциллятора мало.

В настоящей работе рассматривается временная эволюция НДО в строгом квантовом режиме. Исследуются распределения вероятностей низших осцилляторных состояний, которые проявляют временные Раби-осцилляции, а также функции Вигнера моды осциллятора. В случае сильных нелинейностей эквидистантность осцилляторных уровней энергии нарушается, т.к. энергетические уровни, соответствующие фоковским состояниям  $|n\rangle$ , равны  $E_n = E_0 + \hbar\omega_0 n + \hbar\chi n^2$  с  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Таким образом, появляется возможность селективно заселять низшие фоковские состояния [7]. В частности, выбирая расстройку  $\delta = (1/\hbar)(E_1 - E_0) - \omega = \Delta + \chi$  и параметр  $\Omega/\gamma$ , можно эффективно заселить состояние  $|1\rangle$  в переходе  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ . Полученные в этом режиме результаты приведены ниже на рис.3 и 4.

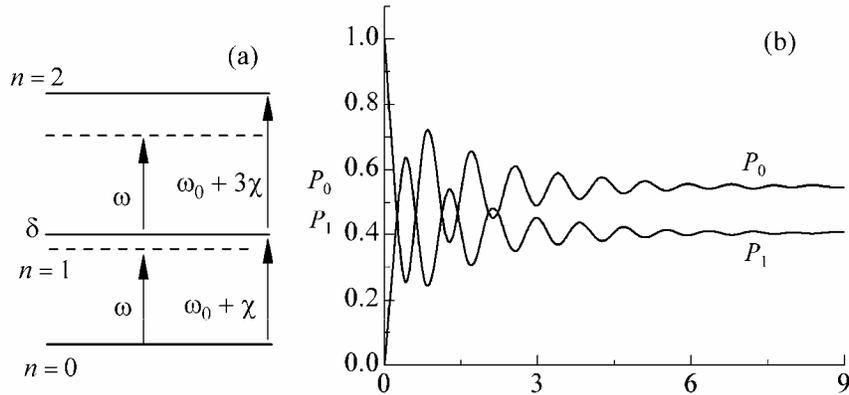


Рис.3. (а) Энергетические уровни ангармонического осциллятора и (б) осцилляции Раби для популяций состояний  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  при наличии декогерентности, которая подавляет биение. Приведенные результаты соответствуют параметрам  $\Delta/\gamma = -11$ ,  $\chi/\gamma = 15$ ,  $\Omega/\gamma = 7$ .

На рис.3а приведена схема низших энергетических уровней ангармони-

ческого осциллятора и на рис.3б – временная эволюция населенностей состояний  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Как можно заметить, временную эволюцию населенностей проявляют временные Раби-осцилляции с затуханием вследствие диссипации, аналогичные Раби-осцилляциям двухуровневого атома в резонансном поле.

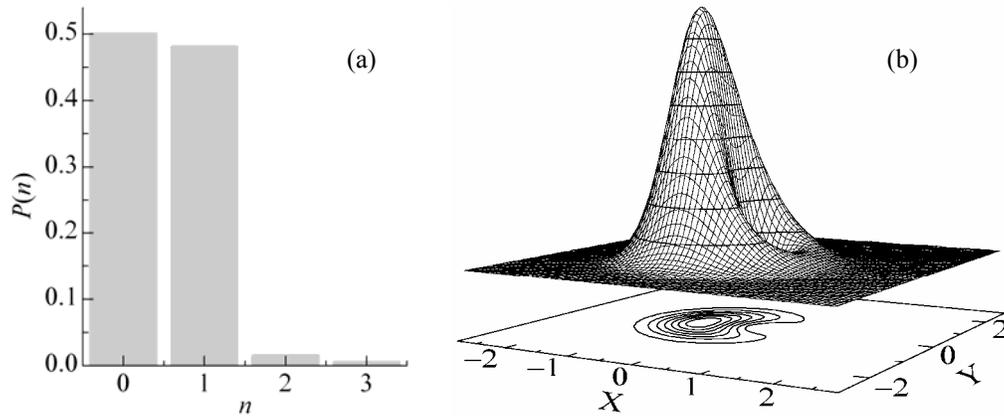


Рис.4. (a) Распределение числа заполнения и (b) функция Вигнера ангармонического осциллятора под воздействием монохроматической силы. Параметры соответствуют параметрам из рис.3.

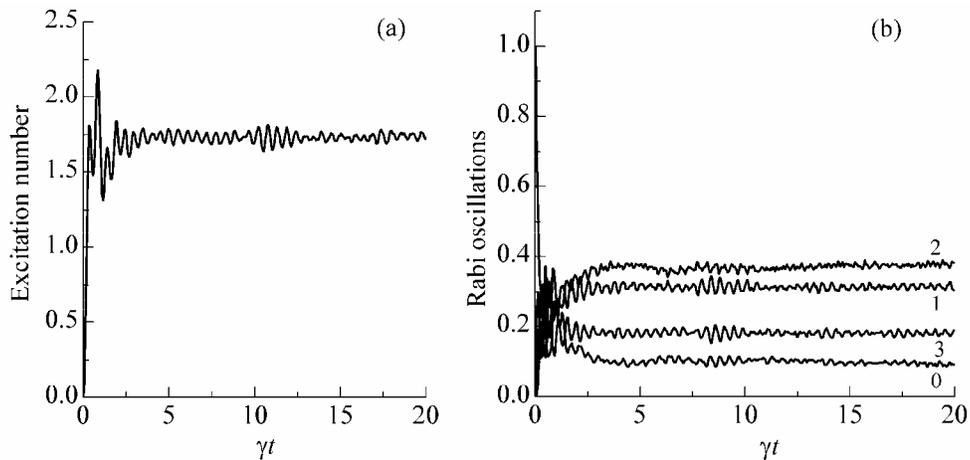


Рис.5. Число заполнения осциллятора (a) и осцилляции Раби (b) при параметрах  $\Delta/\gamma = -15$ ,  $\chi/\gamma = 5$ ,  $\Omega/\gamma = 6$ .

Как было сказано выше, параметр  $\chi/\gamma$  определяет, насколько разрешены уровни ангармонического осциллятора. Это показано на рис.5 и 6, причем рис.6 соответствует более высокому значению  $\chi/\gamma$ , чем рис.5. Как видно из рис.6, возбуждаются уровни  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ , а при  $\chi/\gamma = 5$  возбуждаются уровни  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ . Последний прогресс в охлаждении нано-механических осцилляторов до их основных состояний [29,30] позволяет использовать их в квантовых режимах. Модели нано-механического осциллятора и джозефсоновский контакт

представляют большой интерес, так как для этих систем достигнута высокая степень ангармоничности  $\chi/\gamma$ , которая является характеристическим параметром для достижения квантовых эффектов.

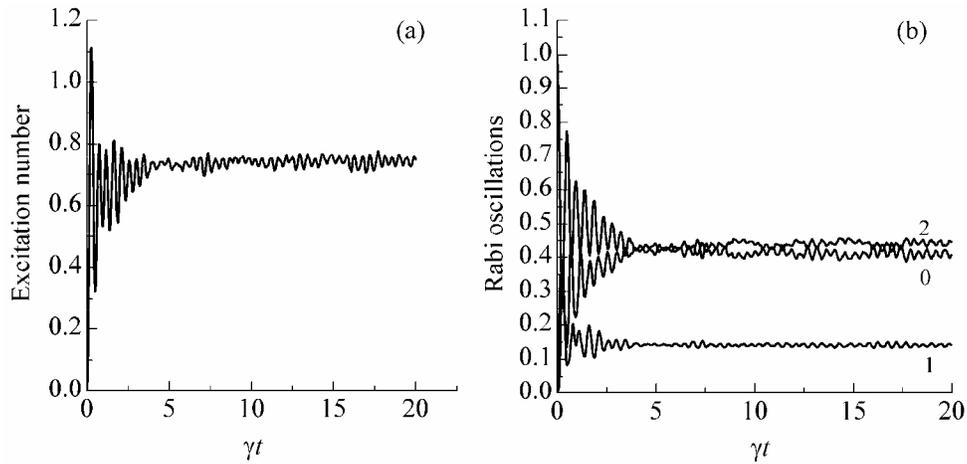


Рис.6. Число заполнения осциллятора (a) и осцилляции Раби (b) при параметрах  $\Delta/\gamma = -15$ ,  $\chi/\gamma = 10$ ,  $\Omega/\gamma = 6$ .

Авторы благодарны разработчикам библиотек MPI, Qt, Boost за создание высокоэффективных и высококачественных библиотек с открытым доступом. Мы также выражаем благодарность профессору Г.Ю. Крючкяну за многочисленные обсуждения интуитивного пользовательского интерфейса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **G.Yu.Kryuchkyan, K.V.Kheruntsyan.** Opt. Comm., **120**, 132 (1996).
2. **K.V.Kheruntsyan, D.S.Krahmer, G.Yu.Kryuchkyan, K.G.Petrosian.** Opt. Comm., **139**, 157 (1997).
3. **N.Gisin, I.C.Percival.** J. Phys. A, **25**, 5677 (1992); **I.C.Percival**, Quantum State Diffusion. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
4. **H.J.Carmichael.** An Open Systems Approach to Quantum Optics. Springer, Berlin, 1993.
5. **J.Dalibard, Y.Castin, K.Mølmer.** Phys. Rev. Lett., **68**, 580 (1992).
6. **R.Schack, T.A.Brunn.** Comp. Phys. Commun., **102**, 210 (1997).
7. **S.M.Tan.** J. Opt., **B1**, 424 (1999).
8. **A.Vukics, H.Ritsch.** Eur. Phys. J. D, **44**, 585 (2007).
9. **H.H.Adamyany, N.H.Adamyany, N.T.Gevorgyan, T.V.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Part. Nuclei Lett., **5**, 161 (2008).
10. **S.T.Gevorkyan, G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Muradyan.** Phys. Rev. A, **61**, 043805 (2000).
11. **H.H.Adamyany, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **63**, 022102 (2001).
12. **H.H.Adamyany, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. E, **64**, 046219 (2001).
13. **G.Yu.Kryuchkyan, S.B.Manvelyan.** Phys. Rev. Lett., **88**, 094101 (2002).
14. **G.Yu.Kryuchkyan, S.B.Manvelyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013823 (2003).
15. **T.V.Gevorgyan, S.B.Manvelyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Dissipative Chaos in Quantum Distributions, in Modern Optics and Photonics: Atoms and Structured Media. G.Kryuchkyan, G.Gurzadyan, A.Papoyan, eds., World Scientific, 2010, pp.60-77.
16. **T.V.Gevorgyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **79**, 053828 (2009).

17. **T.V.Gevorgyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **85**, 053802 (2012).
18. **H.H.Adamyan, N.H.Adamyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **73**, 033810 (2006).
19. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan.** Phys. Rev. A, **69**, 013813 (2004).
20. **H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **74**, 023810 (2006).
21. **N.H.Adamyan, H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **77**, 023820 (2008).
22. **G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Muradyan.** Phys. Lett. A, **286**, 113 (2001).
23. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan, N.T.Muradyan.** Optics Communication, **190**, 245 (2001).
24. **D.A.Antonosyan, T.V.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **83**, 043807 (2011).
25. **S.Haroche, J.M.Raimond.** Exploring the Quantum-Atoms, Cavities and Photons. Oxford Univ. Press, Oxford, UK, 2006.
26. **J.Q.You, F.Nori.** Nature **474**, 585 (2011); **Iu.Buluta, S.Ashhab, F.Nori,** Rep. Prog. Phys., **74**, 104401 (2011).
27. **P.D.Drummond, D.F.Walls.** J. Phys. A: Math. Gen., **13**, 725 (1980).
28. **K.V.Kherunstyanyan.** J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt., **1**, 225 (1999).
29. **H.G.Craighead.** Science, **290**, 1532 (2000).
30. **K.L.Ekinci, M.L.Roukes.** Rev. Sci. Instrum., **76**, 061101 (2005).

ԴԻՍԻՊԵՆՏԻՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԶՈՒԳԱՆՆԵՌ ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐ.  
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՏՏՏԱՆԱԿԸ ԽԻՍՏ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

Ա.Ռ. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Տ.Վ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Մշակված է գրաֆիկական ինտերֆեյսով ծրագրային մի փաթեթ կլաստերի վրա՝ ֆոտոնիկայի և քվանտային օպտիկայի ոլորտներում քվանտային դիսիպատիվ համակարգերի թվային ուսումնասիրության համար: Ստեղծված է մի C++-ական գրադարան խտության մատրիցի ժամանակային էվոլյուցիայի թվային մոդելավորման, տարբեր օպերատորների՝ ֆոտոնների միջին թվի, տարբեր աստիճանի կորելացիոն ֆունկցիաների, միջին քառակուսային ֆլուկտուացիաների և այլն) միջին արժեքների, Պուանկարեի կտրվածքի ինչպես նաև տարբեր քվազիհավանականային բաշխման ֆունկցիաների՝ Վիգների ֆունկցիան փուլային տարացությունում, դասի համար թվային հաշվարկների համար: Որպես կիրառություն բերված են արդյունքներ ոչ գծային տատանակի համար խիստ քվանտային ռեժիմում:

PARALLEL COMPUTATION OF DISSIPATIVE QUANTUM SYSTEMS:  
A NONLINEAR OSCILLATOR IN A STRICT QUANTUM REGIME

A.R. SHAHINYAN, T.V. GEVORGYAN

A software package for the numerical study of quantum dissipative systems in the field of photonics and quantum optics is developed in a cluster that includes the graphical user interface. In this direction a library of C++ classes for numerical simulation of the time evolution of the density matrix, the mean values of different operators (the mean number of photons, the correlation functions of various orders, quadratic mean fluctuations, etc.), the Poincare section, and various quasi-probability distribution functions including the Wigner function in phase space is created. As an application, the results of calculations for a nonlinear oscillator in a strict quantum regime are obtained.

УДК 621.372

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОСТОРОННЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА**

Т.К. ДАДАЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: tigran.dadalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 30 ноября 2012 г.)

Экспериментально изучено влияние граничных условий на оптические свойства слоя холестерического жидкого кристалла (ХЖК). В частности, получен образец, который прозрачен для света с круговой поляризацией, падающего с одной стороны, и вносит потери в спектр пропускания света (в интервале длин волн примерно 100 нм), падающего с противоположной стороны, то есть работает как оптический диод. В спектре отражения образца имеются две области селективного отражения. Спектральным положением обеих областей селективного отражения и пропускания света можно управлять с помощью температуры ХЖК.

### **1. Введение**

Благодаря своим замечательным оптическим свойствам холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) являются предметом интенсивных исследований во многих областях оптики, таких как нелинейная оптика, фотоника, физика лазеров. Такой живой интерес к ХЖК вызван тем, что в силу их структурных и физических особенностей с их помощью можно миниатюризировать оптические компоненты, которыми можно управлять параметрами светового излучения. На их основе были получены оптические диоды, поляризационные фильтры, оптические микрорезонаторы и лазеры, а также ЖК индикаторы [1-5].

В слое ХЖК молекулы закручиваются, образуя периодическую спиралевидную структуру. Из-за анизотропии молекул образуется периодическая модуляция коэффициента преломления. Дистанция, на которой ориентация молекул повторяется, называется шагом спирали ХЖК. Таким образом, когда шаг спирали порядка величины длины волны видимого света, ХЖК представляет собой дифракционную решетку, которая отражает свет с круговой поляризацией, совпадающей с направлением вращения спирали ХЖК, в интервале длин волн  $n_0 p < \lambda < n_e p$  (где  $n_0$  и  $n_e$  – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления) и пропускает свет с обратной круговой поляризацией. Это свойство ХЖК называется селективным отражением света, а область селективного отражения часто называют фотонно запрещенной зоной (ФЗЗ) [6]. Как видно из

формулы, спектральное положение ФЗЗ зависит от шага спирали, который в ХЖК очень чувствителен к внешним воздействиям, таким как температура, электромагнитные поля и т.д. [6]. Таким образом, управляя шагом спирали ХЖК, можно контролировать спектральное положение области селективного отражения, т.е. спектральное положение и ширину ФЗЗ. Учитывая вышеупомянутые свойства, ХЖК иногда также называют одномерными фотонными кристаллами [7,8].

С точки зрения применения представляют интерес оптические диоды, которые пропускают свет с круговой поляризацией с одной стороны в определенном промежутке длин волн, и непрозрачны с обратной стороны, то есть проявляют необратимость пропускания света. При этом можно сдвинуть эту область непропускания света в длинноволновую или коротковолновую части спектра с помощью температуры, электромагнитных полей и т.д. В опубликованных работах оптический диод получают, индуцируя анизотропный дефект в слое ХЖК. Это можно сделать либо с помощью электрического поля, либо сопоставив слои нематического жидкого кристалла (НЖК) и ХЖК, или сопоставив два слоя ХЖК с разными шагами [1,9-12]. Таким образом, получение необратимости пропускания света сводится к индуцированию либо дефекта, либо разрыва в шаге спирали ХЖК, и можно предположить, что это можно сделать и с помощью соответствующей обработки подложек ХЖК ячейки, поскольку спектральные характеристики слоя ХЖК во многом зависят именно от граничных условий, диктуемых подложками ячейки.

Целью данной работы являлось изучение зависимости оптических характеристик пленки ХЖК при разных условиях ориентаций, налагаемых подложками ХЖК ячейки. В частности, рассмотрены спектры пропускания и отражения света структуры ХЖК в ячейке, одна из подложек которой задает планарную ориентацию молекул ХЖК, а вторая подложка не обработана никакими ориентирующими средствами, т.е. на другой границе слоя ХЖК молекулы свободны в ориентации.

## **2. Материалы и экспериментальная установка**

ХЖК, использованный в ходе экспериментов, был смесью нематического жидкого кристалла E7 и хиральных добавок холестерил пеларгоната и холестерил олеата. Ячейка состояла из двух стеклянных подложек, зазор между которыми составлял 20 мкм. Чтобы очистить поверхность подложек, они были продержаны в очистительном растворе, содержащем серную кислоту и хромпик, затем тщательно вымыты. Для придания ориентации молекулам ХЖК в ячейке, одна подложка была обработана натиранием, чтобы длинные оси молекул ЖК выстроились параллельно плоскости подложки в одном и том же направлении (планарная ориентация), а вторая подложка была использована без специальной обработки для ориентации молекул ХЖК, т.е. на другой границе слоя ХЖК молекулы свободны в ориентации. Ячейка была заполнена ХЖК, нагретым до изотропной фазы, капиллярным методом, при температуре 50°C. По-

сле заполнения ячейка была оставлена на два дня, чтобы молекулы ЖК образовали планарную спиральную структуру. Схематическое изображение ячейки представлено на рис.1.



Рис.1. Схематическое изображение ЖК ячейки. Расстояние между подложками поддерживалось с помощью пленок (два черных круга на рисунке) толщиной  $d = 20$  мкм.

Схема экспериментальной установки, с помощью которой измерялись спектры отражения и пропускания ЖК, показана на рис.2. Из вольфрам-криптоновой лампы (1) свет падает на широкополосный круговой поляризатор, который состоит из поляризатора (2) и ромба Френеля (3). Свет с круговой поляризацией коллимируется с помощью объектива (4) на ячейку (7), которая расположена в термостате. Эллиптичность круговой поляризации света составляла  $\sim 0.9$ . Диаметр пучка света составлял 3 мм. С помощью полупрозрачного зеркала (5) свет, отраженный от ячейки, попадает в оптоволоконно и передается к спектрофотометру. Свет, прошедший сквозь ячейку, также проводится к спектрофотометру с помощью оптического волокна.

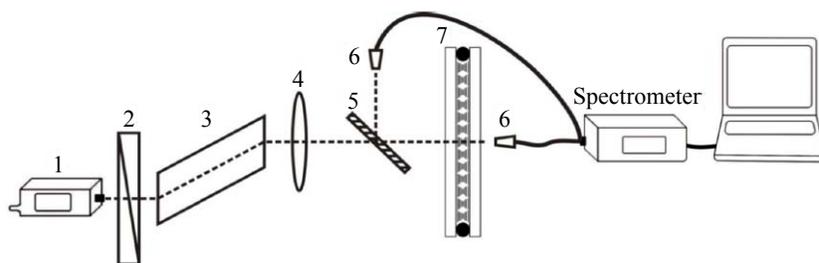


Рис.2. Схема экспериментальной установки. 1 – вольфрам-криптоновая лампа, 2 – поляризатор, 3 – ромб Френеля, 4 – объектив, 5 – полупрозрачное зеркало, 6 – оптоволоконно, 7 – ячейка.

Измерения спектров отражения и пропускания осуществлялись с помощью спектрофотометра Stellar Net, Black Comet с оптическим разрешением  $\sim 1$  нм. Диаметр оптических волокон составлял 400 мкм.

В экспериментах по измерению температурных особенностей отражения неполяризованного света слоем ЖК было использовано оптоволоконно специальной конфигурации: с помощью группы волокон свет доставлялся к образцу, а отражение собиралось в центральное волокно, вокруг которого были расположены упомянутые осветительные волокна, и доставлялся к спектрометру.

Температура ячейки задавалась с помощью термостата, управляемого термоэлектрическим модулем Пельтье, с точностью до  $0.5^\circ\text{C}$ .

### 3. Экспериментальные результаты

Для изучения оптических свойств ХЖК структуры, сформированной под воздействием несимметричных граничных условий, описанных выше, были измерены спектры пропускания и отражения света с обеих сторон ХЖК ячейки.

На рис.3 представлены спектры пропускания ХЖК ячейки для света с левой круговой (ЛК) поляризацией, правой круговой (ПК) поляризацией и неполяризованного света. На рис.3а представлены результаты измерений для света, падающего со стороны обработанной для планарной ориентации молекул ХЖК подложки, а графики на рис.3б, соответственно, получены с помощью света, падающего со стороны необработанной подложки.

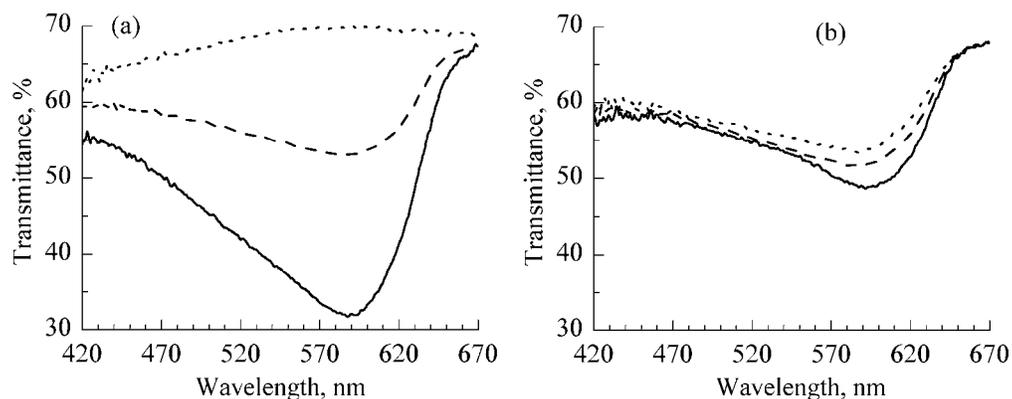


Рис.3. Спектры пропускания ХЖК ячейки неполяризованного (штриховая линия), ЛК (пунктирная линия) и ПК (сплошная линия) поляризованного света, падающего со стороны обработанной (а) и необработанной (б) подложки. Температура ячейки 26°C.

Из рис.3а видно, что свет с ЛК поляризацией, падая со стороны той подложки ячейки, на которой молекулы ориентированы планарно, проходит сквозь слой ХЖК без заметных потерь, а с обратной стороны он претерпевает некоторые потери в интервале длин волн 520–630 нм. В тех же условиях свет с ПК поляризацией, падая со стороны обработанной подложки, испытывает большие потери, а для падающего света со стороны необработанной подложки эти потери невелики. На рис.3 также видно, что пропускание ХЖК слоя для неполяризованного, ПК и ЛК поляризованного света, падающего со стороны необработанной подложки, примерно одного порядка.

Спектры отражения ХЖК с обеих сторон подложек ячейки для света с ЛК и ПК поляризациями, представлены на рис.4 и 5. Из рис.4а,б и 5а,б видно, что спектры отражения света имеют две области отражения: один низкий и широкий на длине волны 450 нм и второй, более узкий с максимумом на длине волны 625 нм. Также видно, что края длинноволновой области отражения сдвинуты друг относительно друга, что может быть вызвано геометрией эксперимента.

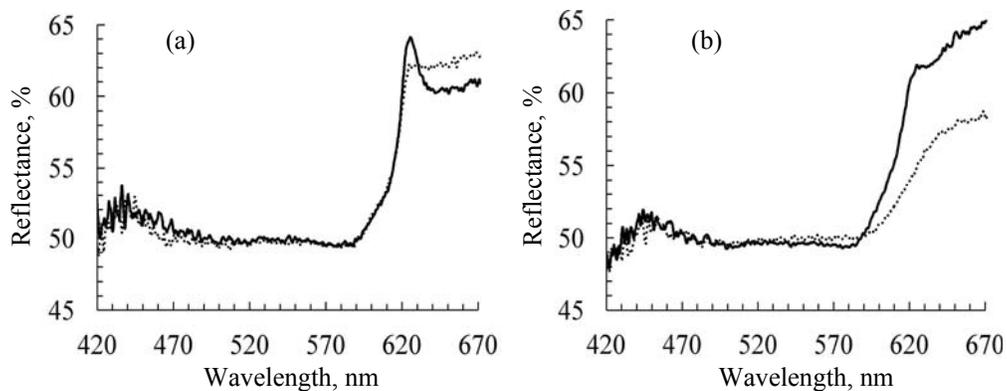


Рис.4. Спектры отражения ХЖК ячейки ЛК (пунктирная линия) и ПК (сплошная) поляризованного света, падающего со стороны обработанной (а) и необработанной (б) подложки. Температура ячейки 26°C.

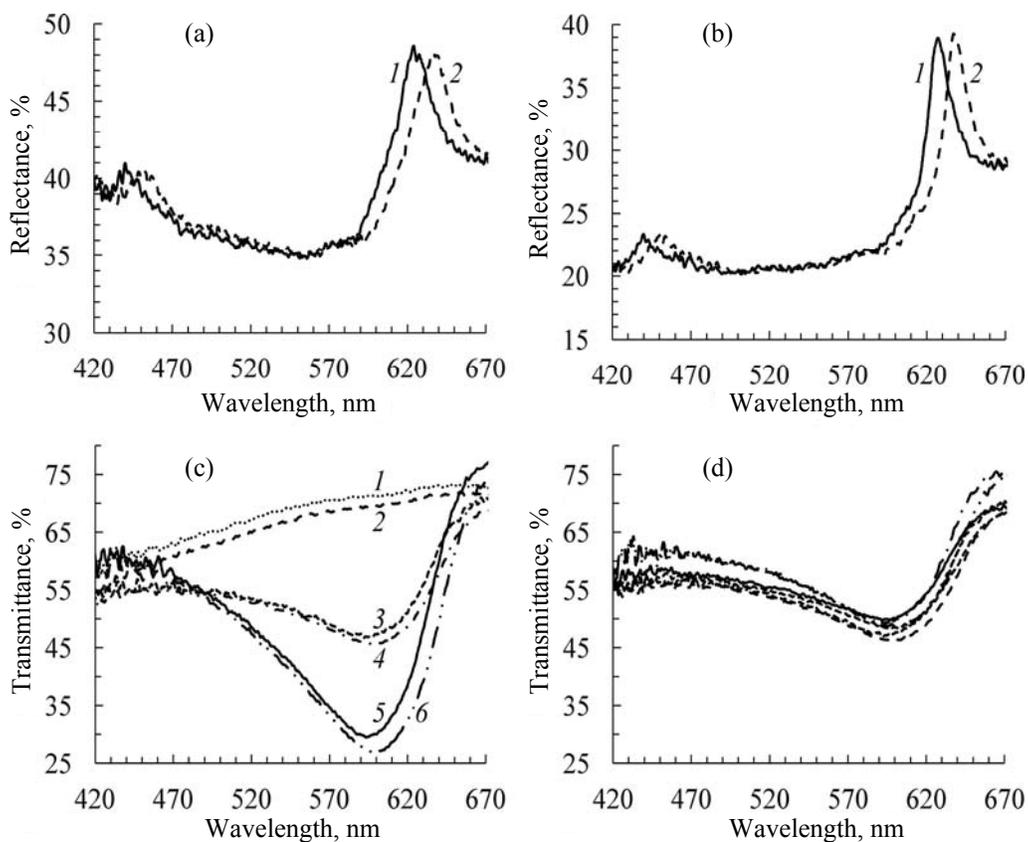


Рис.5. (а,б) Спектры отражения неполяризованного света от ячейки при температурах 24°C (2) и 26°C (1); (с,д) спектры пропускания ячейки для ЛП (1,2), ПК (5,6) и неполяризованного (3,4) света. Температура ячейки 24°C (1,4,6) и 26°C (2,3,5). Свет падает со стороны обработанной (а,с) и необработанной (б,д) подложки.

Из рис.4а,в видно, что для света с ЛК поляризацией явно выраженной области отражения не наблюдается. Также видно, что для света с ПК поляризацией область селективного отражения явно выражена для света, падающего со стороны обработанной подложки (а), что соответствует меньшему пропусканию ПК поляризованного света в этом направлении (см. рис.3а).

Вышеупомянутые результаты, касающиеся спектров пропускания и второй области отражения в спектре отраженного света, повторяются при других температурах ячейки. Результаты измерения спектров пропускания ячейки света с теми же поляризациями, но при других температурах, а также температурная зависимость спектра отражения ХЖК с обеих сторон ячейки для неполяризованного света показаны на рис.5с,d и а,b, соответственно.

На рис.5 можно видеть, что с повышением температуры наблюдается сдвиг кривых спектров пропускания и отражения в коротковолновую часть видимого спектра. Тот же сдвиг наблюдается для второй области отражения на коротких длинах волн.

#### 4. Обсуждение и заключение

В ходе экспериментов были изучены спектральные свойства ХЖК структуры, которая сформировалась под ориентирующим влиянием одной из подложек ЖК ячейки.

Свет с ПК поляризацией проходит сквозь ячейку со стороны обработанной подложки с большими потерями, а спектр отражения показывает, что у света, отраженного с этой стороны, явно выраженный пик селективного отражения отсутствует. С другой стороны ячейки свет проходит без больших потерь, а у отраженного света есть явно выраженный пик.

Спектры отражения и пропускания неполяризованного света с обеих сторон образца почти совпадают, только ширина полосы отражения со стороны обработанной подложки немного больше ширины полосы отражения с другой стороны.

У отраженного света с ЛКП явно выраженный пик полосы отражения отсутствует с обеих сторон образца. Со стороны обработанной подложки образец почти прозрачен для света, а падающий свет с обратной стороны претерпевает небольшие потери (последнее по всей вероятности не может быть связано с эллиптичностью поляризации света). Фактически для ЛК поляризованного света образец работает как оптический диод.

Несоответствие ширины полосы отражения и области низкого пропускания образца, а также тот факт, что края длинноволновых и коротковолновых границ этих областей не совпадают, говорит о том, что в структуре ХЖК присутствуют некоторые неоднородности. Об этом свидетельствуют и результаты исследования образца поляризационным микроскопом, которые показали, что в ходе изготовления ХЖК ячейки в ней образовались маленькие пузырьки воздуха размером меньше 10 мкм. На рис.6 показана фотография ХЖК ячейки, сделанная поляризационным микроскопом со скрещенными поляризатором и ана-

лизатором. Пузырьки воздуха распределены неравномерно по всей площади ХЖК пленки, а на рис.6 представлено наиболее большое скопление пузырьков, которые равномерно окрашены в черный цвет. Для измерения спектров пропускания и отражения света, выбиралась область ХЖК пленки с наименьшим количеством пузырьков воздуха, но результаты оставались одинаковыми.

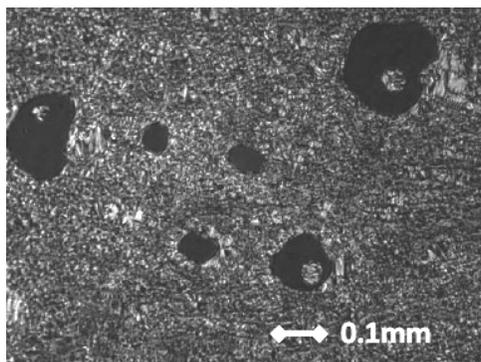


Рис.6. Микрофотография ХЖК пленки, сделанная между скрещенными поляризатором и анализатором поляризационного микроскопа. Пузырьки воздуха имеют черный цвет.

Не выясненной остается причина возникновения второй области отражения в области 420–470 нм. Вторая область отражения отстоит от длинноволновой области селективного отражения примерно на 180 нм и наблюдается в других экспериментах; таким образом, она не связана с эффектом, наблюдаемым здесь.

Таким образом, экспериментально наблюдается некоторое нарушение в структуре ХЖК из-за граничных условий, налагаемых подложками ячейки или возникших в ходе изготовления ячейки. Вследствие этих нарушений, образец ведет себя как оптический диод для света с ЛК поляризацией. Для выяснения причин возникновения коротковолновой полосы отражения необходимы новые тестовые эксперименты и дополнительные исследования.

Автор выражает благодарность профессору Р.Б. Алавердян за помощь и консультацию, оказанную в ходе экспериментов, в процессе обработки результатов и подготовки статьи.

Работа выполнена при поддержке гранта 11с194, предоставленного Государственным Комитетом по Науке РА.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **O.Kasano, M.Kitasho, et. al.** Adv. Matter., **15**, 974 (2003).
2. **M.Song, B.Park, Y.Takanishi.** Thin Solid Films, **509**, 49 (2006).
3. **Y.J.Kim, Sin-Doo Lee.** Appl. Phys. Lett., **72**, 1978 (1998).
4. **I.Dofov, I.Penchev.** J. Physique, **47**, 373 (1986).
5. **M.R.Lewis, C.K.Wiltshire.** Appl. Phys. Lett., **51**, 1197, (1987).
6. **P.E. de Gennes.** The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon, 1974.

7. **V.P.Bykov.** Sov. Phys. JETP, **35**, 269 (1972).
8. **E.Yablonovitch.** Phys. Rev. Lett, **58**, 2059 (1987).
9. **R.B.Alaverdyan, A.H.Gevorgyan, A.D.Chilingaryan, Yu.S.Chilingaryan,** Quantum Electron., **38**, 497 (2008).
10. **J.Hwang, M.H.Song, B.Park, et al.** Nat. Mater., **4**, 383 (2005).
11. **A.H.Gevorgyan, A.N.Kocharian.** Opt. Commun., **285**, 2854 (2012).
12. **K.R.Allahverdyan, A.H. Gevorgyan, et al.** Pis'ma v ZhETF, **96**, 778 (2012).

**ԽՈՒԼԵՍՏԵՐԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ  
ՄԻԱԿՈՂՄԱՆԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԹԱՓԱՆՑԻԿՈՒԹՅԱՆ  
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ**

**Տ.Կ. ԴԱԴԱԼՅԱՆ**

Ուսումնասիրված է խղեստերիկ հեղուկ բյուրեղի բարակ թաղանթի օպտիկական հատկությունների վրա եզրային պայմանների ազդեցությունը: Մասնավորապես՝ ստացվել է նմուշ, որը թափանցիկ է մի կողմից ընկնող շրջանային բևեռացմամբ լույսի համար և կորուստներ է առաջացնում հակառակ կողմից ընկնող լույսի թափանցման սպեկտրում 100 նմ լայնությամբ ալիքի երկարությունների տիրույթում: Նմուշի անդրադարձման սպեկտրում դիտվել են ընտրողաբար անդրադարձման երկու տիրույթ: Փորձերը ցույց են տվել նաև, որ ջերմաստիճանի փոփոխությամբ հնարավոր է դեկավարել ինչպես ընտրողաբար անդրադարձման տիրույթները, այնպես էլ նմուշի թափանցման սպեկտրը:

**EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ONE-SIDED OPTICAL TRANSPARENCY  
OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL THIN FILM**

**T.K. DADALYAN**

Influence of boundary conditions on optical properties of a cholesteric liquid crystal thin film has been investigated. In particular, a sample was obtained which is transparent for light with circular polarization incident from one side and brings losses in the spectrum of transmission of light within 100 nm wide wavelength range when light is incident from the opposite direction, i.e. shows optical diode behavior. Two selective reflection bands were detected in the reflection spectrum of the sample. Studies showed that the spectral position of both reflection bands and transmission spectrum of the sample could be controlled with temperature.

УДК 621.373

## **ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ КОМПРЕССИИ НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ**

Г.Л. ЕСАЯН

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: gyesayan@ysu.am

(Поступила в редакцию 26 сентября 2012 г.)

Рассмотрены особенности процесса спектральной компрессии посредством генерации импульса суммарной частоты в случае, когда в качестве опорного импульса используется нелинейно-дисперсионный симиляритон, сгенерированный из части сигнального импульса. Исследована эффективность процесса компрессии в зависимости от интенсивности начального импульса. Рассмотрена возможность спектрального сжатия в отсутствие фазовой самомодуляции, когда длительности и спектральные ширины опорного и сигнального импульсов равны.

Развитие идеи компрессии сверхкоротких импульсов на основе обратимости явления привело к выявлению процесса спектральной компрессии [1-3]. Устройство традиционного спектрального компрессора такое же, как и при волоконно-оптической компрессии импульса. В дисперсионной линии задержки (ДЛЗ) импульс удлиняется, получая отрицательный линейный чирп. Последующее распространение импульса в одномодовом волоконном световоде (ОВС), как в среде с кубической нелинейностью и дисперсией, приводит к гашению чирпа при практически неизменной форме импульса и к сжатию спектра.

Спектральная компрессия нашла широкое применение в оптике сверхбыстрых процессов и лазерной физике, в частности, для регистрации временной огибающей амплитуды и фазы сверхкоротких импульсов путем фурье-преобразования и тонкой частотной перестройки излучения [4], нелинейно-оптической фильтрации шумов [5], генерации временных темных солитонов [6], передачи фемтосекундных импульсов на дальние расстояния без искажений [7], генерации мощных спектрально-ограниченных сверхкоротких импульсов в ОВС с усилением [8], при разработке волоконных лазеров [9] и др. Однако в общем случае, наряду с фазовой самомодуляцией, при исследовании распространения импульсов в световоде следует учитывать такие факторы, как дисперсия второго и третьего порядков, волновая нестационарность и релаксация нелинейности, которые могут приводить к деформациям временного и спектрального профилей импульсов, а также к формированию ударных волн [10]. Влияние

этих факторов на спектральную и временную компрессию излучения проявляются в появлении сателлитов, искажении формы конечного импульса и снижении степени компрессии. Кроме того, приобретенная в процессе фазовой самомодуляции фаза импульса имеет форму его интенсивности и не полностью компенсирует фазу, полученную в ДЛЗ. Поэтому в работах [11,12] для увеличения эффективности спектральной компрессии предложено на входе в ОВС формировать импульсы параболической формы.

В работах [13-15] предложен альтернативный безабберационный метод спектральной компрессии и спектрально-временного отображения, в котором гашение фазы сигнального импульса производится в процессе суммирования фаз сигнального и опорного импульса при неколлинеарной генерации импульса суммарной частоты в нелинейном кристалле.

В настоящей работе представлены результаты исследований особенностей спектральной компрессии фемтосекундных импульсов в процессе типа частотного смешения, с формированием из части сигнала нелинейно-дисперсионного симиляритона [16,17] в качестве опорного импульса.

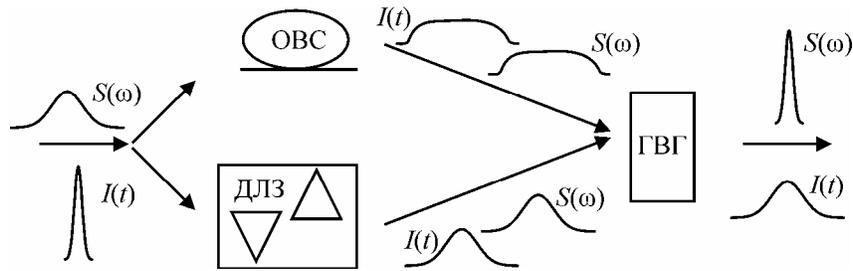


Рис.1. Спектральный компрессор на основе смешения частот. ОВС – одномодовый волоконный световод, ДЛЗ – дисперсионная линия задержки, ГВГ – нелинейный кристалл второй гармоники.

Спектральный компрессор, в котором гашение фазы сигнального импульса производится посредством генерации импульса суммарной частоты сигнального и опорного импульсов в нелинейном кристалле, состоит из ДЛЗ, ОВС и нелинейного кристалла для смешения частот (рис.1). Часть импульса, проходя через дисперсионную линию задержки, удлиняется и приобретает отрицательный чирп без изменений в спектре. Другая часть импульса используется для образования в ОВС опорного импульса – нелинейно-дисперсионного симиляритона. Затем сформированные таким образом импульсы направляются в нелинейный кристалл для генерации суммарной частоты, с умножением комплексных полей:

$$A_{\text{out}}(t) \propto A_d(t) \times A_f(t),$$

где  $A_d(t)$  и  $A_f(t)$  – комплексные амплитуды удлиненного сигнала и опорного импульса. Гашение чирпа

$$\{\varphi_d(t) + \varphi_f(t)\}'' = 0, \quad (1)$$

( $\varphi_d(t)$  – индуцированная дисперсией фаза,  $\varphi_f(t)$  – фаза опорного импульса) при условии постоянства амплитуды опорного импульса на протяжении удлиненного сигнала

$$|A_f(t)| = \text{const на протяжении } |A_d(t)| \quad (2)$$

приводит к спектральной компрессии первоначального спектрально-ограниченного импульса на удвоенной частоте [15].

Сформированный в ОВС из части сигнального импульса нелинейно-дисперсионный симиляртон [16,17] в качестве опорного импульса достаточно хорошо удовлетворяет условиям (1) и (2). Применение нелинейно-дисперсионного симиляртона в методе спектральной компрессии посредством генерации импульса суммарной частоты позволяет реализовать безабберационную спектральную компрессию, при которой не требуется наличия дополнительного опорного импульса, таким образом, превращая рассматриваемый метод в самоопорный. Важными свойствами симиляртона при этом является линейность чирпа и его независимость от мощности импульса на входе в световод. Это приводит к практически важной особенности метода – независимости степени спектральной компрессии от мощности импульса, в отличие от традиционного метода спектральной компрессии [1-3], в котором даже малое изменение мощности при неизменных длинах световода и ДЛЗ приводит к существенному снижению степени компрессии.

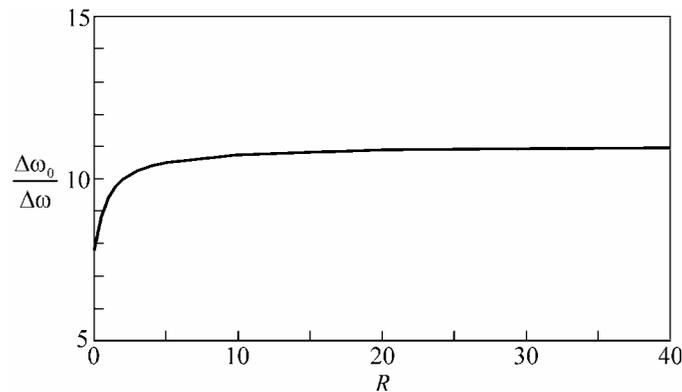


Рис.2. Зависимость степени спектральной компрессии  $\Delta\omega_0/\Delta\omega$  от интенсивности начального импульса.

Сказанное подтверждается результатами численного моделирования процесса спектральной компрессии в процессе частотного смешения. На рис.2 представлена зависимость степени спектральной компрессии  $\Delta\omega_0/\Delta\omega$  от интенсивности начального импульса в случае, когда в ДЛЗ степень удлинения импульса составляла  $\tau/\tau_0 \approx 11$  ( $\tau_0$  и  $\tau$  – начальная и конечная полудлительности

импульса по уровню  $e^{-1}$  от максимальной интенсивности,  $\Delta\omega_0$  и  $\Delta\omega$  – определенные таким же образом начальная и конечная спектральные ширины импульса). Здесь  $R = L_D/L_{NL}$  – параметр нелинейности;  $L_D = \tau_0^2/k_2$ ,  $k_2$  – коэффициент дисперсии второго порядка,  $L_{NL} = (kn_2I_0)^{-1}$  – длина фазовой самомодуляции,  $n_2$  – коэффициент нелинейности;  $I_0$  – пиковое значение интенсивности на входе. Отметим, что хотя значение  $R$  пропорционально  $I_0$ , но оно зависит также от длительности импульса и параметров ОВС. В силу этого представленная на рис.2 зависимость имеет общий характер и относится к импульсам различных длительностей. При этом значение пиковой интенсивности, соответствующее конкретному значению параметра  $R$ , зависит от длительности начального импульса и параметров ОВС. Так, например, в обычных кварцевых ОВС для импульсов с длительностью на полувысоте  $\tau_{1/2} = 100$  фс, значению  $R = 1$  соответствует средняя мощность излучения  $P \sim 10$  мВт при частоте повторения импульсов 76 МГц. При этом интенсивность импульса определяется радиусом основной моды ОВС и при его типичном значении в несколько микрометров значению  $R = 1$  соответствует  $I_0 \sim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Из рис.2 видно, что при изменении интенсивности начального импульса степень спектральной компрессии практически не меняется, за исключением области  $R \approx 1$ . Это объясняется тем, что при таких малых значениях интенсивности спектральная ширина опорного импульса, сформированного в ОВС, меняется несущественно, что ведет к тому, что длительности опорного и сигнального импульсов близки друг к другу и нарушается условие (2). Вследствие этого длительность результирующего импульса суммарной частоты уменьшается и, соответственно, спектральная ширина увеличивается. При дальнейшем увеличении интенсивности (до  $R \approx 5$ ) степень спектральной компрессии сначала увеличивается и после того, как достигается выполнение условия (2) ( $R > 5$ ), она практически не меняется. Это указывает на независимость фазы опорного импульса от интенсивности в довольно широкой области значений. Отметим, что при  $R > 5$  в ОВС практически формируется нелинейно-дисперсионный симиляритон. Численные и спектрально-интерферометрические исследования подтверждают такой характер симиляритонов, сформированных в процессе нелинейно-дисперсионного самовоздействия в ОВС [16,17]. При этом форма, спектр и фаза импульса стремятся к параболической форме по мере возрастания интенсивности. Фаза приобретает параболическую форму с величиной, примерно равной фазе, наведенной при дисперсионном прохождении импульса через ОВС.

Особо следует отметить, что спектральная компрессия достигается и при  $R = 0$ , когда распространение импульса является чисто дисперсионным (в обычных кварцевых ОВС при  $\tau_{1/2} = 100$  фс это соответствует средней мощности  $P < 10$  мкВт при частоте повторения импульсов 76 МГц). Таким образом, в рассматриваемом методе спектральной компрессии на основе генерации суммарной частоты механизм фазовой самомодуляции импульса не является необходимым. Это обусловлено тем, что гашение чирпа, полученного в ДЛЗ происходит в нелинейном кристалле в результате генерации суммарной частоты, в от-

личие от традиционного метода спектральной компрессии, где компенсация фазы, происходит благодаря фазовой самомодуляции импульса в ОВС.

На рис.3 представлены экспериментальные результаты, показывающие независимость степени спектральной компрессии от интенсивности опорного импульса. На рисунке приведены спектры опорных импульсов (а) по мере роста интенсивности излучения в волоконном световоде и соответствующие сжатые спектры (б), которые являются практически одинаковыми и сливаются на рисунке. Спектральная ширина симиляритона на полувисоте меняется от  $\Delta\lambda \approx 20$  нм до  $\Delta\lambda \approx 78$  нм на центральной длине волны 800 нм. В эксперименте использовался ОВС длиной  $f = 1$  м при базе ДЛЗ (расстояние между призмами)  $d = 2$  м. Средняя мощность излучения в световоде изменялась в пределах 50–470 мВт при частоте повторения импульсов 76 МГц и корреляционной длительности 136 фс (соответствует области  $R > 5$  на рис.2). Для генерации суммарной частоты использовался кристалл ВВО типа 1 (оо-е) толщиной 0.1 мм. Спектральная ширина сжатого импульса на центральной длине волны 400 нм во всех случаях равнялась  $\Delta\lambda_c \approx 0.23$  нм ( $\Delta\nu \approx 4.3$  ТГц) при ширине спектра начального импульса на центральной длине волны 800 нм  $\Delta\lambda_0 \approx 10$  нм, что соответствует  $\Delta\lambda_0 \approx 2.5$  нм на длине волны 400 нм при том же значении  $\Delta\nu \approx 4.7$  ТГц.

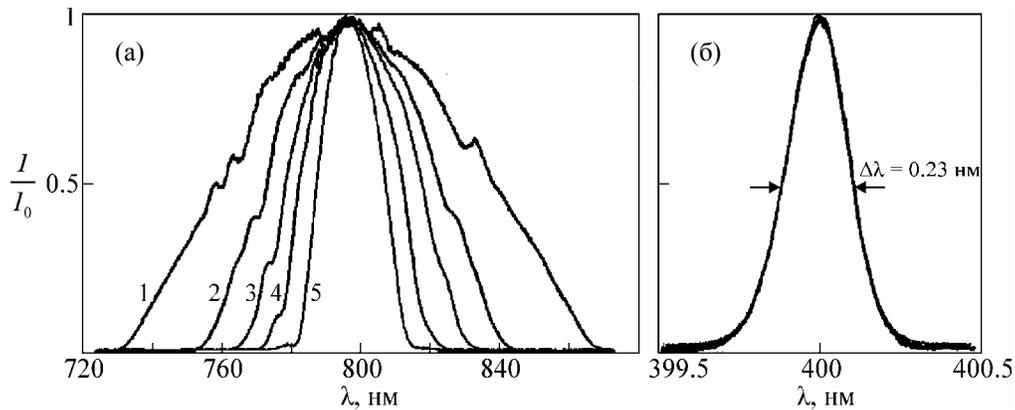


Рис.3. Независимость спектральной компрессии от интенсивности начального импульса: (а) спектральные профили опорного импульса по мере возрастания интенсивности в ОВС:  $\Delta\lambda_0 = 78$  нм (1), 50 нм (2), 40 нм (3), 30 нм (4), 20 нм (5); (б) соответствующие сжатые спектры.

Таким образом, применение нелинейно-дисперсионного симиляритона в методе спектральной компрессии посредством генерации импульса суммарной частоты позволяет реализовать безабберационную спектральную компрессию, при которой не требуется наличия дополнительного опорного импульса, таким образом превращая рассматриваемый метод в самоопорный. Важными свойствами симиляритона при этом являются линейность чирпа и его независимость от интенсивности импульса на входе в световод, что приводит к независимости

степени спектральной компрессии от интенсивности импульса. Этим свойством рассматриваемый метод существенно отличается от традиционного метода спектральной компрессии с последовательным прохождением системы ДЛЗ–ОВС, в котором длины световода и ДЛЗ подбираются с учетом конкретного значения интенсивности импульса, причем даже малое изменение интенсивности начального импульса при неизменных длинах световода и ДЛЗ приводит к существенному снижению степени компрессии и необходимости изменения параметров системы.

Важным свойством метода спектральной компрессии посредством генерации импульса суммарной частоты является также то, что гашение чирпа, полученного в ДЛЗ, происходит в нелинейном кристалле в результате генерации суммарной частоты и механизм фазовой самомодуляции импульса не является необходимым. Это обстоятельство имеет и практическое значение, так как позволяет осуществить спектральную компрессию слабых импульсов, что может быть полезным, в частности, для задач телекоммуникации и передачи фемтосекундных импульсов.

Автор выражает благодарность А.С. Зейтуняну за полезные обсуждения и помощь в работе. Данная работа выполнена в рамках гранта ANSEF PS-opt-2903.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **L.Mouradian, F.Louradour, V.Messeger, A.Barthelemy, C.Froehly.** IEEE J. Quant. Electron., **36**, 795 (2000).
2. **Н.Л.Маркарян, Л.Х.Мурадян, Т.А.Папазян.** Квант. электрон., **18**, 865 (1991).
3. **L.Kh.Muradyan, N.L.Markaryan, T.A.Papazyan, A.A.Ohanyan.** Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO, 90), USA, Technical Digest, p.120, CTUH32 (1990).
4. **E.T.J.Nibbering, M.A.Franco, et al.** Opt. Commun., **119**, 479 (1995).
5. **Т.А.Папазян, Л.Х.Мурадян, Н.Л.Маркарян, А.В.Зограбян.** Изв. НАН Армении, Физика, **27**, 128 (1992).
6. **А.А.Кутузьян, А.А.Киракосян, Л.Х.Мурадян.** Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 350 (2002).
7. **S.W.Clark, F.O.Ilday, F.W.Wise.** Opt. Lett., **26**, 17 (2001).
8. **T.Schraiber, A.Liem, F.Roeser, et al.** Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., **5709**, 32 (2005).
9. **S.Boscolo, S.K.Turitsyn, C.Finot.** 14th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2012, p.1.
10. **G.P.Agrawal.** Nonlinear Fiber Optics. Boston, Academic Press, 2007.
11. **E.R.Andresen, J.M.Dudley, D.Oron, C.Finot, H.Rigneault.** Opt. Lett., **36**, 707 (2011).
12. **J.Fatome, B.Kibler, E.R.Andresen, et al.** Appl. Optics, **51**, 4547 (2012).
13. **A.Zeytunyan, M.Kalashyan, K.Palanjyan, T.Mansuryan, A.Kutuzyan, G.Yesayan, L.Mouradian.** Proc. Conf. Laser Physics-2006. Ashtarak, Armenia, 2007, pp.185-188.
14. **T.Mansuryan, A.Zeytunyan, M.Kalashyan, G.Yesayan, L.Mouradian.** Proc. 4<sup>th</sup> Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL-2008), 2008, p.149.
15. **T.Mansuryan, A.Zeytunyan, M.Kalashyan, G.Yesayan, L.Mouradian, F.Louradour, A.Barthélémy.** J. Opt. Soc. Am. B, **25**, A101 (2008).
16. **А.С.Зейтунян, К.А.Паланджян, Г.Л.Есяян, Л.Х.Мурадян,** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 97 (2010).
17. **A.Zeytunyan, G.Yesayan, L.Mouradian, P.Kockaert, P.Emplit, F.Louradour, A.Barthélémy.** J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public., **4**, 09009 (2009).

ԳՈՒՄԱՐԱՑԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՎՐԱ ՀԻՄՆՎԱԾ  
ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՍԵՂՄՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ.Լ. ԵՍԱՅԱՆ

Քննարկված են գումարային հաճախության իմպուլսի գեներացման միջոցով սպեկտրալ սեղմման պրոցեսի առանձնահատկությունները, երբ որպես նեցուկ իմպուլս օգտագործվում է ազդանշանային իմպուլսի մի մասից գեներացված ոչ զծային-դիսպերսային սիմիլարիտոնը: Հետազոտված է սեղմման պրոցեսի արդյունավետությունը՝ կախված նախնական իմպուլսի ինտենսիվությունից: Քննարկված է սպեկտրալ սեղմման հնարավորությունը փուլային ինքնամոդուլացման բացակայության պայմաններում, երբ նեցուկ և ազդանշանային իմպուլսների տևողություններն ու սպեկտրալ լայնությունները հավասար են:

FEATURES OF SPECTRAL COMPRESSION  
BASED ON SUM-FREQUENCY GENERATION

G.L. YESAYAN

Peculiarities of the process of spectral compression through sum-frequency generation are discussed for the case when nonlinear-dispersive similariton generated from a part of the signal is used as a reference pulse. The compression efficiency depending on the initial pulse intensity is studied. The possibility of spectral compression is discussed in the absence of self-phase modulation, when the reference and signal pulses have the same durations and spectral bandwidths.

УДК 538.971

## ЭЛЕМЕНТ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $\text{ZnO:Li}\|\text{LaB}_6$

Н.Р. АГАМАЛЯН, Т.А. АСЛАНЯН, Э.С. ВАРДАНЯН, Е.А. КАФАДАРЯН,  
Р.К. ОВСЕПЯН<sup>†</sup>, С.И. ПЕТРОСЯН, А.Р. ПОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

<sup>†</sup>e-mail: ruben@ipr.sci.am

(Поступила в редакцию 5 сентября 2012 г.)

Созданы и исследованы сегнетоэлектрические полевые транзисторы с использованием пленок  $\text{ZnO:Li}$  одновременно в качестве канала полевого транзистора и сегнетоэлектрического активного элемента. Показана возможность использования сегнетоэлектрического полевого транзистора на основе пленок  $\text{ZnO:Li}$  в гетероструктуре  $\text{ZnO:Li}\|\text{LaB}_6$  в качестве бистабильного элемента памяти для записи информации. Предложенная структура сегнетоэлектрического элемента памяти не обладает усталостью при многократном считывании однократно записанной информации, что позволит существенно увеличить ресурс устройств памяти.

### 1. Введение

Наличие двух устойчивых состояний спонтанной поляризации сегнетоэлектриков и длительное время релаксации этих состояний ( $\sim 10$  лет) делает их перспективными для энергонезависимых запоминающих устройств. Большая величина запасенной электрической энергии позволяет достичь огромной плотности записи информации с высоким отношением сигнал/шум. В сегнетоэлектриках с величиной спонтанной поляризации  $P_s = 1$  мкКл/см<sup>2</sup> переключение поляризации приводит к изменению плотности поверхностного заряда на величину примерно  $6 \times 10^{12}$  электрон/см<sup>2</sup>, поэтому заряд на площади 1 мкм<sup>2</sup> может считываться с отношением сигнал/шум  $\sim 1000$ , что соответствует  $10^4$  электронам на единицу информации. Сегнетоэлектрическая память (FeRAM) на основе сегнетоэлектрического полевого транзистора (FFET) имеет определенные преимущества перед другими видами памяти вследствие низкого энергопотребления и малого времени доступа к ячейке памяти [1,2]. В настоящее время ведутся исследования схемотехнических решений для создания энергонезависимой флеш-памяти на основе FFET [1-4]. Привлекательность идеи интеграции сегнетоэлектриков с микроэлектронными технологиями обусловлена их уникальными физическими свойствами, что позволяет создавать на их основе новые клас-

сы устройств приема, хранения и обработки информации, используя традиционные для микроэлектроники технологии.

Пленки ZnO относятся к широкозонным полупроводникам с электронным типом проводимости [5]. Важным достоинством этих пленок является возможность управления их свойствами, типом и величиной проводимости введением донорной или акцепторной примеси. Акцепторная примесь Li уменьшает проводимость и меняет тип проводимости с электронного на дырочный [6]. Пленки ZnO – пьезоэлектрики и не обладают спонтанной поляризацией, но введение в пленку примеси Li делает их сегнетоэлектриками. Для пленок  $Zn_{0.85}Li_{0.15}O$  получены значения спонтанной поляризации  $P_s = 0.6$  мкКл/см<sup>2</sup> и коэрцитивного поля  $E_c = 45$  кВ/см [7-9]. Эти пленки могут использоваться в качестве канала прозрачных полевых транзисторов.

Пленки гексаборида лантана LaB<sub>6</sub>, характеризующиеся металлическим типом проводимости и имеющие электронную проводимость  $\sigma \approx 100$  (Ом см)<sup>-1</sup> и работу выхода  $\phi_m \approx 2.6$  эВ [10] могут быть использованы в качестве электродов.

В настоящей работе разработаны и исследованы гетероструктуры нового типа на основе сегнетоэлектрической пленки ZnO:Li, которая выполняет две основные функции – канала полевого транзистора и бистабильного сегнетоэлектрического элемента для записи информации. Отметим, что предварительные результаты данной работы были опубликованы в [11-13].

## 2. Методика эксперимента

Чистые и легированные литием пленки оксида цинка ZnO [13,14] и гексаборида лантана LaB<sub>6</sub> [15] были получены методом электронно-лучевого напыления в вакууме с использованием в качестве подложек пластин сапфира C-ориентации. Мишени для напыления изготавливались методом твердофазного синтеза с добавлением в ZnO примеси Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>. Концентрация лития в мишени составляла 10 ат%. Все пленки были изготовлены в одинаковых условиях: энергия электронов 6 кэВ, температура подложки  $250 \pm 1^\circ\text{C}$  и скорость роста 0.14 нм/псек. Структура тонкопленочного полевого транзистора была получена с использованием маски-трафарета. На подложку сначала напыляли пленку ZnO:Li, затем тонкие пленки металлического алюминия, которые служили стоком и истоком. Для исключения десорбции–адсорбции кислорода и деградации поверхности пленка ZnO:Li покрывалась слоем MgF<sub>2</sub> [16]. Пленки металлического алюминия и фторида магния были получены методом термического напыления.

Величина спонтанной поляризации  $P_s$  сегнетоэлектрических пленок ZnO:Li определялась при помощи схемы Сойера–Тауэра с использованием алюминиевых электродов. Исследование процессов усталости при записи и считывании информации в сегнетоэлектрических пленках проводилось с помощью этой же схемы. Для измерений был использован сигнал прямоугольной формы, который подавался на сегнетоэлектрик. Время нарастания переднего фронта импульса составляло не более 10 нс. Исследовалось изменение токов

переполаризации в процессе многократного циклического переключения на пленках различной толщины при изменяющихся внешних параметрах – частоте и амплитуде внешнего поля, а также изменение максимума тока и времени переключения с ростом числа циклов переключения  $N$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

#### 3.1. Характеристики сегнетоэлектрических пленок ZnO:Li и гетероструктуры LaB<sub>6</sub>/AlP/ZnO:Li

Пленки ZnO:Li, полученные методом электронно-лучевого напыления в вакууме и обладающие дефицитом кислорода, дополнительно отжигались на воздухе для уменьшения кислородных вакансий и, как следствие, уменьшения донорных центров. При этом проводимость пленок уменьшалась до  $0.5 \times 10^{-3} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ . В результате отжига были получены компенсированные полупроводники, содержащие как донорные, так и акцепторные центры с холловской подвижностью носителей заряда  $\mu_{\text{Hall}} = 80 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$  и эффективной полевой подвижностью  $\mu_{\text{FE}} = 15 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ . Пленки ZnO:Li с такими характеристиками позволили создать тонкопленочные полевые транзисторы с крутизной  $S = 1 - 10 \text{ мАПВ}$  и коэффициентом шума  $K = 3 - 10 \text{ нВ Гц}^{-1}\text{П}^2$  полевого транзистора в рабочей точке [17]. Сегнетоэлектрические измерения показали, что пленки ZnO:Li, полученные методом электронно-лучевого напыления, имеют спонтанную поляризацию  $P_s \approx 1 \text{ мКлПсм}^2$  и коэрцитивное поле  $E_c \approx 10 \text{ кВПсм}$ . Сегнетоэлектрические пленки ZnO:Li одновременно являются полупроводниками  $n$ -типа и обладают эффективной полевой подвижностью.

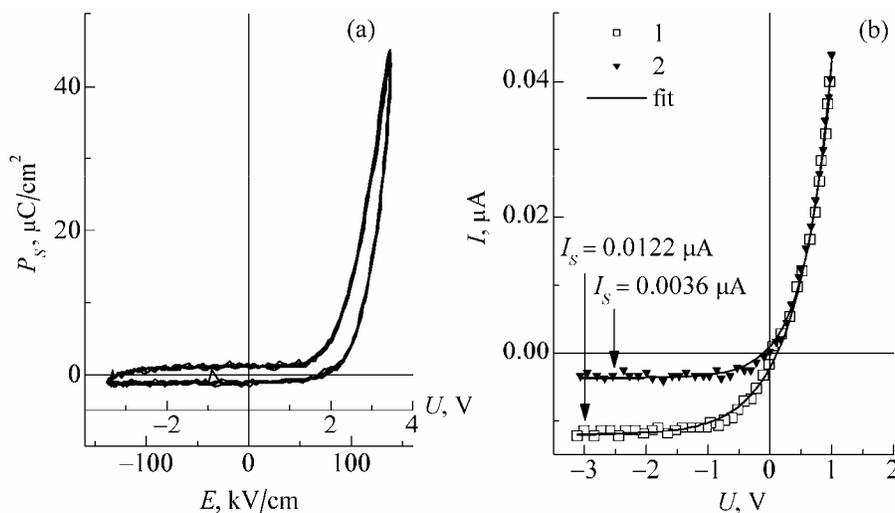


Рис.1. а) Петля гистерезиса и б) вольтамперная характеристика структуры AlP/ZnO:Li/LaB<sub>6</sub>. Кривая 1 – направление спонтанной поляризации пленки ZnO:Li от Al к LaB<sub>6</sub> (AlP  $P_s \rightarrow$  ПLaB<sub>6</sub>), и кривая 2 – антипараллельное направление спонтанной поляризации AlP  $P_s \leftarrow$  ПLaB<sub>6</sub>.

На рис. 1а представлена петля гистерезиса, полученная при помощи схемы Сойера–Тауэра, в которой наблюдается асимметрия, обусловленная различием вольтамперных характеристик переходов Al|ZnO:Li и ZnO:Li|LaB<sub>6</sub>. Проведенные измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) переходов Al|ZnO:Li и ZnO:Li|LaB<sub>6</sub> на постоянном токе с использованием полей ниже коэрцитивного поля представлены на рис. 1б. Переход ZnO:Li|LaB<sub>6</sub> имеет нелинейную ВАХ и является выпрямляющим контактом, а переход Al|ZnO:Li имеет линейную ВАХ и является омическим контактом. Кривая 1 на рис. 1б соответствует случаю, когда спонтанная поляризация пленки ZnO:Li направлена от Al к LaB<sub>6</sub> (Al|P<sub>S</sub> → |LaB<sub>6</sub>), а кривая 2 соответствует случаю, когда спонтанная поляризация сегнетоэлектрика антипараллельна предыдущему состоянию (Al|P<sub>S</sub> ← |LaB<sub>6</sub>).

Для выяснения такой разницы в поведении полученные ВАХ были аппроксимированы выражениями  $I = I_s (\exp(|e|U/k_B T) - 1)$ , где ток насыщения  $I_s = A^* T^2 \exp(-\phi_B/k_B T)$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $U$  – напряжение смещения,  $T$  – температура,  $A^*$  – эффективная постоянная Ричардсона и  $\phi_B$  – высота барьера Шоттки. Неэквивалентность противоположных поверхностей пленки, перпендикулярных спонтанной поляризации, обусловлена внутренним экранированием спонтанной поляризации в сегнетоэлектрике [18]. Это означает, что электронное сродство  $\chi_i$  на противоположных поверхностях пленки имеет разную величину, обозначенную через индекс  $i$  (+ и –). Высота барьера Шоттки  $\phi_{Bi}$  перехода металл–полупроводник для сегнетоэлектриков равна  $\phi_{Bi} = (\phi_m - \chi_i)$ , где  $\phi_m$  – работа выхода металла. Изменение электронного сродства  $\Delta\chi = \chi_- - \chi_+$ , обусловленное экранированием спонтанной поляризации, можно оценить из выражения  $\Delta\chi = (e^3/4\pi\epsilon)^{1/2} F^{1/2}$ , где  $\epsilon = 9.7 \times 10^{-11}$  ФПм – диэлектрическая проницаемость и  $F$  – напряженность электрического деполаризующего поля. Вблизи поверхности сегнетоэлектрической пленки в области экранирования спонтанной поляризации имеется слой с деполаризующим зарядом, не равным нулю. Из-за деполаризующего заряда появляется электрическое поле  $F = 0.1E_C = 2 \times 10^6$  ВПм. Расчетная величина изменения электронного сродства, обусловленного экранированием спонтанной поляризации, для сегнетоэлектрических пленок ZnO:Li равна  $\Delta\chi = 0.0162$  эВ. Высота барьера Шоттки для отрицательной полярной поверхности равна  $\phi_{B-} = (\phi_m - \chi_S - \Delta\chi)$  и для положительной полярной поверхности  $\phi_{B+} = (\phi_m - \chi_S + \Delta\chi)$ , где  $\chi_S = 3.46$  эВ – электронное сродство несегнетоэлектрических пленок ZnO. Высота барьера Шоттки равна  $\phi_{B-} = 0.7738$  эВ и  $\phi_{B+} = 0.8062$  эВ, соответственно, для отрицательной и положительной полярных поверхностей сегнетоэлектрической пленки ZnO.

На основе данных о высоте барьера Шоттки можно рассчитать величину тока насыщения  $I_{S-} = 0.0037$  АПм<sup>2</sup> и  $I_{S+} = 0.0128$  АПм<sup>2</sup>, соответственно, для отрицательной и положительной полярных поверхностей сегнетоэлектрической пленки ZnO. Расчетная величина тока насыщения хорошо совпадает с экспериментальными результатами рис. 1б.

### 3.2. Принцип работы схемы элемента энергонезависимой памяти

Для записи информации предлагается использовать параллельные и антипараллельные направления спонтанной поляризации сегнетоэлектрического домена. В результате приложения импульсного электрического поля к тонкопленочному сегнетоэлектрическому образцу он изменяет первичное состояние поляризации, если направление поля антипараллельно направлению домена, и не изменяет состояние поляризации, если приложенное поле параллельно направлению домена.

Для считывания информации применяются два метода – разрушающий и неразрушающий информацию. Первый метод электрического считывания записанной информации заключается в приложении к каждому элементу памяти электрического поля, превышающего коэрцитивное поле. В элементах с поляризацией, направленной против приложенного поля, происходит переключение поляризации, которое сопровождается большим током смещения, в то время как в элементах с противоположной ориентацией поляризации возникает лишь небольшой ток смещения. Такое считывание разрушает записанную информацию, и поэтому ее необходимо перезаписать после считывания. Частая перезапись при считывании с разрушением информации приводит к ”усталости”. Сегнетоэлектрическая пленка может переключаться из одного состояния в другое только определенное количество раз, после чего переключения больше не происходит, поэтому более эффективным является неразрушающее считывание информации.

Привлекательными для использования в сегнетоэлектрических системах памяти являются схемы, в которых направление поляризации определяется без ее переключения. В работах [18,19] исследовался «собственный» эффект поля в объемных сегнетоэлектриках. В частности, в [19] исследования были проведены на кристаллах  $\text{BaTiO}_3$ , отожженных в атмосфере водорода, что снижало их поверхностное сопротивление. Переключение поляризации приводило к изменению сопротивления вдоль поверхности (001) в пять раз. Это происходит из-за деполяризующего поля, которое имеет максимальную величину в области поверхности и приводит к изменению поверхностной проводимости.

На рис.2 представлена экспериментальная схема элемента энергонезависимой памяти на основе тонкопленочного ( $\text{ZnO:Li}$ ) полевого сегнетоэлектрического транзистора. Полевой транзистор изготовлен на подложке кристаллического сапфира. На затвор полевого транзистора генератор подает двоякие импульсы положительной и отрицательной полярности. Первый импульс приводит к переключению поляризации, второй импульс той же полярности осуществляет зондирование состояния поляризации. В качестве омических контактов истока и стока использовался металлический алюминий, который наносился на поверхность пленки  $\text{ZnO:Li}$  в виде параллельных полос с зазором 5 мкм. При измерениях полевой транзистор включался по схеме дифференциального усилителя с общим истоком. Сигналы с выходов X и Y поступали на цифровой ос-

циллограф: сигнал с выхода X позволял контролировать ток переключения поляризации сегнетоэлектрической пленки ZnO:Li, а информационный выход Y позволял контролировать падение напряжения исток-сток, обусловленное направлением спонтанной поляризации (параллельное или антипараллельное).

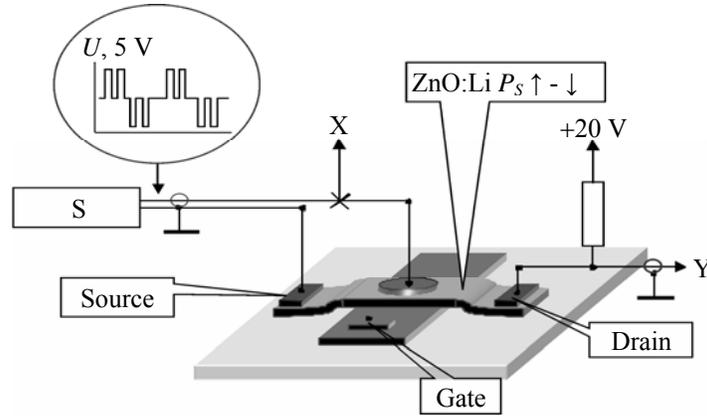


Рис.2. Схема элемента энергонезависимой памяти на основе полевого сегнетоэлектрического транзистора: S – генератор парных импульсов, X – выход тока переключения спонтанной поляризации и Y – информационный выход на цифровой осциллограф.

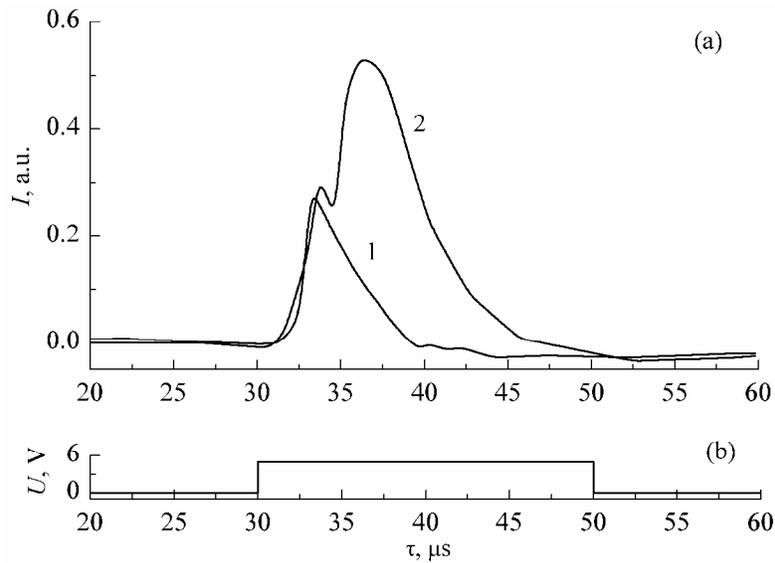


Рис.3. а) Зависимость тока переключения  $I$  от времени в сегнетоэлектрической пленке ZnO:Li. Кривая 1 – полярность напряжения переключения параллельна спонтанной поляризации и переключения не происходит; кривая 2 – полярность напряжения переключения антипараллельна спонтанной поляризации и происходит переключение поляризации. б) Зависимость приложенного электрического поля  $U$  от времени.

Измеренные по этой схеме зависимости тока переключения  $I$  и приложенного электрического поля  $U$  от времени представлены на рис.3. Электрическое поле подавалось на сегнетоэлектрическую пленку ZnO:Li в виде прямоугольного импульса и измерялась зависимость тока смещения от времени. Типичные кривые тока представлены на рис.3а. Когда приложенное поле параллельно спонтанной поляризации  $P_s$ , переключения спонтанной поляризации не происходит и наблюдается только ток смещения (кривая 1). Когда же электрическое поле антипараллельно спонтанной поляризации, то происходит ее переключение и наряду с током смещения наблюдается и ток переключения (кривая 2).

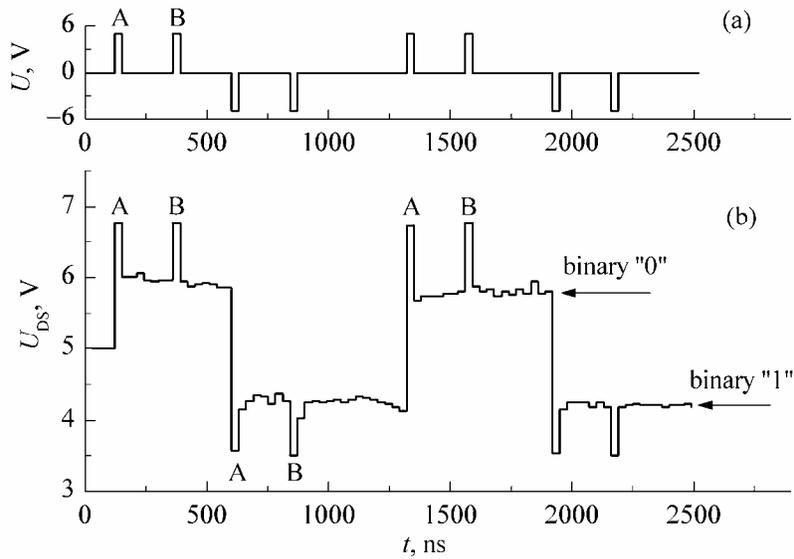


Рис.4. а) Зависимость приложенного электрического поля и от времени для элемента (бита) энергонезависимой памяти; б) зависимость напряжения исток–сток  $U_{DS}$  сегнетоэлектрического полевого транзистора от времени.

На рис.4а приведена временная диаграмма напряжения на затворе полевого транзистора. Для записи бинарного сигнала «0» на затвор подается положительный импульс, а для записи бинарного сигнала «1» подается отрицательный импульс. На рис.4б представлена соответствующая зависимость напряжения исток-сток сегнетоэлектрического полевого транзистора от времени и показаны уровни бинарных сигналов «0» и «1». На затвор полевого транзистора подаются сдвоенные импульсы (рис.4а). Импульсы А приводят к переключению направления спонтанной поляризации  $P_s$ , т.е. записывается информация, а импульс В зондирует направление спонтанной поляризации, т.е. считывается информация без ее разрушения. Изменение направления спонтанной поляризации приводит к существенному изменению тока стока  $I_D$  и, как следствие, к изменению величины падения напряжения  $U_{DS}$  исток–сток. Такое состояние сохра-

няется в течение  $10^6$  секунд, при этом изменение напряжения исток-сток не превышает 5%. На рисунке представлены зависимости напряжения исток-сток от времени для случая, когда подаваемые на затвор полевого транзистора импульсы создают в слое сегнетоэлектрического канала транзистора напряженность электрического поля, превышающую величину коэрцитивного поля. Величина напряжения исток-сток при отрицательной и положительной остаточной поляризации сегнетоэлектрика составляла 5.8 В и 4 В, соответственно. Таким образом, разница между уровнями бинарных сигналов «0» и «1» составляет 1.8 В.

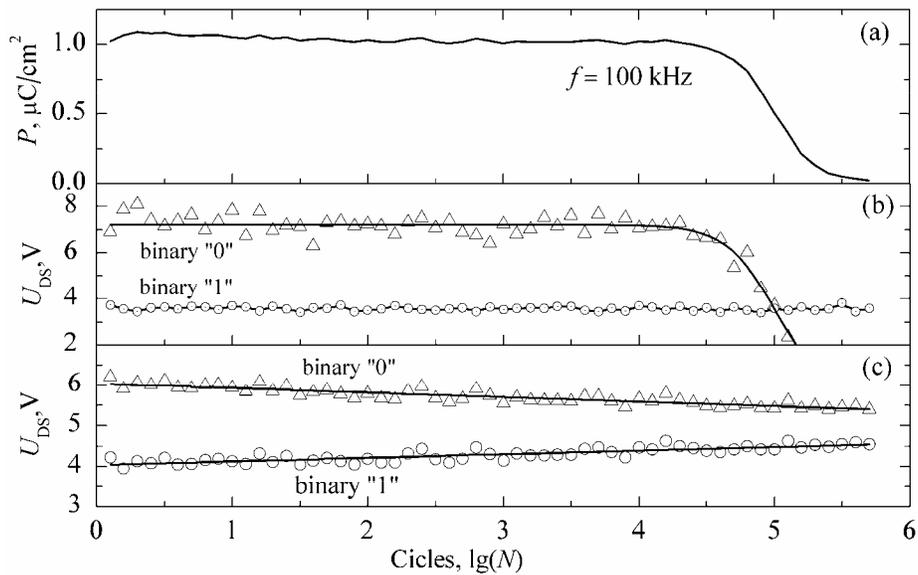


Рис.5. а) Зависимость переключаемой поляризации от числа циклов переключения  $N$  для пленок ZnO:Li при частоте внешнего сигнала 100 кГц и напряженности поля 300 кВ/см; б) зависимость напряжения исток-сток сегнетоэлектрического полевого транзистора от числа циклов переключения  $N$  в режиме записи-считывания; в) зависимость напряжения исток-сток сегнетоэлектрического полевого транзистора от числа циклов переключения  $N$  в режиме считывания записанной информации.

Для гетероструктуры ZnO:Li/LaB<sub>6</sub> исследовался процесс усталости (уменьшения переключаемой поляризации от числа циклов) в двух режимах. Первым режимом является запись-считывание информации и вторым режимом – считывание записанной информации. На рис.5а представлена зависимость переключаемой поляризации от числа циклов переключения  $N$  для пленок ZnO:Li в гетероструктуре ZnO:Li/LaB<sub>6</sub> при частоте внешнего сигнала 100 кГц и напряженности поля 300 кВ/см. На рис.5б показана зависимость напряжения исток-сток сегнетоэлектрического полевого транзистора от числа циклов переключения  $N$  в режиме запись-считывание. Сегнетоэлектрические пленки

ZnO:Li выдерживают  $10^5$  циклов переключения. Для объяснения наблюдаемой в эксперименте усталости тонких сегнетоэлектрических пленок в настоящее время предлагается целый ряд моделей [20], объясняющих наблюдаемое уменьшение переключаемой поляризации закреплением доменных границ дефектами, механическими повреждениями сегнетоэлектрика или электродов и т.п. Степень указанного закрепления растет с ростом  $N$  из-за накопления дефектов вблизи поверхности в результате многократного переключения, что и приводит к уменьшению переключаемого объема, а следовательно, и максимального значения тока переключения. На рис.5с представлена зависимость напряжения исток-сток сегнетоэлектрического полевого транзистора от числа циклов переключения  $N$  в режиме считывания однократно записанной информации. Как видно из полученных экспериментальных данных, предложенная в работе структура сегнетоэлектрического элемента памяти не обладает усталостью в режиме многократного считывания однократно записанной информации. В традиционных схемах сегнетоэлектрической памяти (FeRAM) на основе сегнетоэлектрического полевого транзистора (FFET) считывание информации сопровождается переключением поляризации, поэтому количество циклов считывания ограничено. В предложенной структуре считывание информации не сопровождается переключением поляризации, поэтому количество циклов считывания практически не ограничено.

#### 4. Заключение

Показана возможность создания сегнетоэлектрического полевого транзистора на основе гетероструктуры ZnO:Li|PLaB<sub>6</sub>, в которой слой ZnO:Li выполняет роль одновременно канала полевого транзистора и сегнетоэлектрического бистабильного элемента для записи информации. Изготовлена модель полевого транзистора, в котором разница напряжений исток-сток при отрицательной и положительной остаточной поляризации сегнетоэлектрика составила 1.8 В. Предложены схемы сегнетоэлектрической памяти (FeRAM), в которых считывание информации происходит без ее разрушения, что позволит существенно увеличить ресурс таких устройств.

Работа выполнена в рамках государственного финансирования Республики Армения и грантов ANSEF № 2951 и ANSEF № 2177.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Y.Kaneko, Y.Nishitani, H.Tanaka, M.Ueda, Y.Kato, E.Tokumitsu, E.Fujii.** J. Appl. Phys., **110**, 084106 (2011).
2. **S.M.Yoon, S.Yang, S.H.K.Park.** J. Electrochem. Soc., **158**, H892 (2011).
3. **J.F.Scott.** Ferroelectric Memories. Berlin, Springer, 2001.
4. **М.Лайнс, А.Гласс.** Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М., Мир, 1981.
5. **N.R.Aghamalyan, I.A.Gambaryan, E.Kh.Goulanian, R.K.Hovsepian, R.B.Kostanyan, S.I.Petrosyan, E.S.Vardanyan, A.F.Zerrouk.** Semicond. Sci. Technol., **18**, 525 (2003).
6. **Н.Р.Агамалян, Р.К.Овсепян, С.И.Петросян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 274 (2008).

7. A.Dhananjay, S.Singh, J.Nagaraju, S.B.Krupanidhi. Appl. Phys., A **88**, 421 (2007).
8. S.B.Krupanidhi. J. Appl. Phys., **101**, 104104 (2007).
9. P.K.Nayak, J.A.Caraveo-Frescas, et al. Appl. Phys. Lett., **100**, 253507 (2012).
10. C.Zimmer, K.Medyanyk, G.Schoenhense, S.Krischok, P.Lorenz. Phys. Stat. Sol. (a), **206**, 484 (2009).
11. A.R.Poghosyan, N.R.Aghamalyan, R.Guo, R.K.Hovsepyan, E.S.Vardanyan. SPIE, **7781**, 43 (2010).
12. Н.Р.Агамалян, Э.С.Варданян, Р.К.Овсепян, С.И.Петросян, А.Р.Погосян. Вестник РАУ, Физ.-мат. и естеств. науки, №1, 41 (2010).
13. Н.Р.Агамалян, Т.А.Асланян, Э.С.Варданян, Е.А.Кафадарян, Р.К.Овсепян, С.И.Петросян, А.Р.Погосян. Изв. НАН Армении, Физика, **48**, 136 (2013).
14. N.R.Aghamalyan, E.A.Kafadaryan, R.K.Hovsepyan. Trends in Semiconductor Science. New York, Nova Science Publishers, 2005, pp.81-110.
15. E.A.Kafadaryan, S.I.Petrosyan, G.R.Badalyan, S.R.Harutyunyan, A.S.Kuzanyan. Thin Solid Films, **416**, 218 (2002).
16. Н.Р.Агамалян, Р.К.Овсепян. Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 143 (2008).
17. Н.Р.Агамалян, Р.К.Овсепян, С.И.Петросян. Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 407 (2010).
18. W.-C.Yang, B.J.Rodriguez, et al. Appl. Phys. Lett., **85**, 2316 (2004).
19. В.М.Фридкин. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М., Наука, 1976.
20. А.С.Сидоркин, Л.П.Нестеренко, А.Ю.Пахомов. ФТТ, **54**, 947 (2012).

ZnO:Li/LaB<sub>6</sub> ՀԵՏԵՐՈՎԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՎ ՍԵՓՆԵՏԱԷԼԵԿՏՐՈՎԱՆ  
ԴԱՇՏԱՅԻՆ ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐԻ ՎՐԱ ՀԻՄՆՎԱԾ ՀԻՇՈՂՈՒԹՅԱՆ ՏԱՐԸ

Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Տ.Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Է.Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ե.Ա. ԿԱՖԱԴԱՐՅԱՆ,  
Ր.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ս.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ա.Ր. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ստեղծված և հետազոտված են սեգնետաէլեկտրական դաշտային տրանզիստորներ՝ ZnO:Li թաղանթը օգտագործելով որպես տրանզիստորի ուղի և միևնույն ժամանակ որպես սեգնետաէլեկտրական ակտիվ տարր: Ցույց է տրված ZnO:Li||LaB<sub>6</sub> հետերոկառուցվածքներում ZnO:Li թաղանթների վրա հիմնված սեգնետաէլեկտրական դաշտային տրանզիստորի՝ որպես երկկայուն էլեմենտ օգտագործման հնարավորությունը ինֆորմացիայի գրանցման համար: Առաջարկվող սեգնետաէլեկտրական հիշողության տարրը միանվագ գրանցված ինֆորմացիայի բազմաթիվ ընթերցման դեպքում հոգնածություն չի ցուցաբերում, ինչը թույլ կտա հիշողության սարքերի ռեսուրսը զգալիորեն մեծացնել:

#### MEMORY ELEMENT BASED ON FERROELECTRIC FIELD-EFFECT TRANSISTOR WITH USE OF ZnO:Li||LaB<sub>6</sub> HETEROSTRUCTURE

N.R. AGHAMALYAN, T.A. ASLANYAN, E.S. VARDANYAN, E.A. KAFADARYAN,  
R.K. HOVSEPYAN, S.I. PETROSYAN, A.R. POGHOSYAN

Ferroelectric field-effect transistors using ZnO:Li films simultaneously as a transistor channel and as a ferroelectric active element have been prepared and studied. An opportunity of using the ferroelectric field-effect transistor based on ZnO:Li films in ZnO:Li||LaB<sub>6</sub> heterostructure as a bistable memory element for information writing is shown. The proposed structure of a ferroelectric memory cell does not possess the fatigue under repeated reading of single recorded information, that will allow to increase a resource of storage devices essentially.

УДК 537.311

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ  
КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК  $\text{BiFeO}_3/\text{BaTiO}_3/\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ,  
ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ  
ЛАЗЕРНО-ИМПУЛЬСНОГО ОСАЖДЕНИЯ**

К.Э. АВДЖЯН<sup>1</sup>, В.В. БУНИАТЯН<sup>2</sup>, А.Р. ДАШТОЯН<sup>2†</sup>

<sup>1</sup>Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

<sup>2</sup>Государственный инженерный университет Армении, Ереван

†e-mail: harut77-88@mail.ru

(Поступила в редакцию 26 декабря 2012 г.)

Методом лазерно-импульсного осаждения получены наноразмерные (30–100 нм) пленки  $\text{BiFeO}_3/\text{BaTiO}_3/\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  сложного состава. Изучены оптические свойства пленок в диапазоне длин волн 250–1000 нм. Показано, что оптические свойства аморфных пленок, осажденных при комнатной температуре, объясняются моделью Тауца для аморфного полупроводника. С уменьшением толщины пленки наблюдается увеличение оптической щели от 1.7 эВ до 1.95 эВ. После отжига в пленках, вне зависимости от толщины, наблюдаются разрешенные прямозонные переходы ( $E_g = 3.1$  эВ).

### 1. Введение

В последнее время большое внимание привлекают материалы, которые одновременно обладают как ферромагнитными, так и сегнетоэлектрическими свойствами. Такие материалы (мультиферроики (МФ)), имеющие значительный магнитоэлектрический эффект, находят широкое применение в области информационных технологий, датчиков и устройств интенсивно развивающейся спинтроники [1,2]. Однако на данном этапе наиболее изучены только некоторые однофазные МФ, такие как  $\text{BiFeO}_3$  и  $\text{RMnO}_3$  (R – редкоземельный металл). Оптические же свойства пленок этих материалов подробно изучены недавно [3-5].

В связи с интенсивным развитием спинтроники как конкурирующего направления увеличения эффективной частоты работы процессоров и плотности записи информации, а также из-за коммерческого запрета использования свинца (lead-free) в материалах функциональной электроники, значительно вырос спрос на пленки новых многофазных МФ материалов, несмотря на то, что получение качественных многофазных МФ пленок продолжает оставаться весьма сложной задачей.

В данной работе методом лазерно-импульсного осаждения впервые получены наноразмерные композитные пленки  $\text{BiFeO}_3/\text{BaTiO}_3/\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  ( $\text{BFO}/\text{BTO}/\text{NZF}$ ) состава и исследованы их оптические свойства.

## 2. Методика эксперимента

Методом вакуумного ( $4 \times 10^{-5}$  мм рт. ст.) лазерно-импульсного (длина волны 1.064 мкм, длительность импульса 30 нс, энергия 0.7 Дж, интенсивность в зоне облучения мишени  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, частота следования испаряющих импульсов 1 Гц) осаждения из мишени  $(1-x-y)\text{BiFeO}_3-x\text{BaTiO}_3-y\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  ( $x = y = 0.3$ ) на сапфировой ( $\text{c-Al}_2\text{O}_3$ ) подложке получены наноразмерные (толщина 30–100 нм) пленки сложного состава. Подложки  $\text{c-Al}_2\text{O}_3$  обезжиривались в чистом ацетоне, промывались в бидистиллированной воде и сушились под струей сжатого воздуха. Кратковременный (20–30 мин) отжиг подложек был произведен при температуре 100°C и вакууме  $4 \times 10^{-5}$  мм рт. ст. до осаждения пленок. Пленки были осаждены при комнатной температуре (RT) и при температуре подложки 400°C.

Кристаллическая структура пленок исследовалась методом дифракции электронов высокой энергии в режиме отражения (ускоряющее напряжение 75 кВ) на электронографе ЭМР-100М. Толщина пленок измерялась на профилометре AMBIOS XP-2. Толщина за один испаряющий импульс определялась делением измеренной толщины относительно толстого слоя на число испаряющих лазерных импульсов. Измерения показали, что толщина осажденного за один испаряющий импульс слоя составляет 0.7–1 нм.

Были проведены независимые измерения коэффициентов пропускания ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) на спектрометре StellarNet BLK-CXR-SR (диапазон длин волн 250–1000 нм). Частотная зависимость коэффициента поглощения пленок  $\alpha$  определялась на основе этих данных. Исследована также кристаллическая структура и оптические свойства пленок, отоженных на воздухе при температуре 750°C в течение двух часов.

## 3. Результаты и их обсуждение

Из электронно-дифракционных исследований установлено, что полученные при RT и 400°C пленки имеют аморфную структуру вне зависимости от их толщины. Отоженные же пленки имели поликристаллическую структуру. Следует отметить, что после отжига пленок, осажденных при RT, наблюдается некоторое увеличение их толщины.

Оптические свойства осажденных пленок (толщина 30–100 нм) исследовались в диапазоне длин волн 250–1000 нм (при меньших толщинах для отоженных пленок увеличивается погрешность эксперимента из-за слабого поглощения). Проведены независимые измерения  $T$  и  $R$  при нормальном падении света. На рис.1 приведены спектры пропускания пленок различной толщины, осажденных при RT. Для сравнения на рис.1 приведен также спектр пропускания осажденной при RT пленки (толщина 80 нм) после отжига.

Сравнение спектров пропускания полученных пленок показало, что имеет место слабое отличие пропускания пленок, полученных при RT и 400°C. Заметное увеличение пропускания в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн наблюдается после отжига пленок, осажденных при RT (рис.1).

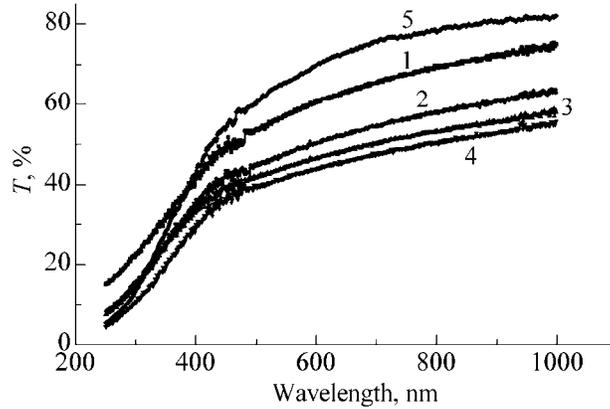


Рис.1. Спектры пропускания пленок ВФО/ПВТО/ПNZF различной толщины, осажденных при RT: (1) 35 нм, (2) 45 нм, (3) 56 нм, (4) 80 нм и после отжига 80 нм пленки (5).

Частотная зависимость  $\alpha$  для полученных пленок определена с помощью известной формулы  $T = (1 - R)^2 / (1 - R^2 e^{-2\alpha d})$  [6], где  $d$  – толщина пленки. Для дальнейшей обработки полученных измерений было учтено, что оптические свойства как аморфных, так и кристаллических веществ могут быть полностью выведены из общего одноэлектронного выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_2(\omega)$  [7]. В кристалле поведение  $\varepsilon_2$  определяется требованием сохранения импульса в оптических переходах. Характерной же для аморфных полупроводников особенностью, обусловленной нарушением правила сохранения импульса, является квадратичная зависимость края поглощения от энергии фотонов. Для веществ с магнитными свойствами в общем случае надо учитывать также магнитную проницаемость ( $\mu$ ) и ее дисперсию, зависящие от внутренней структуры материала. Для объемных веществ зависимостью оптических постоянных от  $\mu$ , даже в ферромагнитных материалах, в спектральной области видимого и ультрафиолетового диапазона можно пренебречь, так как при таких частотах электромагнитного поля  $\mu$  мало отличается от единицы. Для пленок это утверждение не всегда правомерно, однако для дальнейшего описания оптических свойств аморфных пленок, полученных нами при RT, принято, что  $\mu = 1$ . В этом случае задача нахождения  $\varepsilon_2$  облегчается. Используя понятия коэффициента преломления ( $n$ ) и экстинкции ( $k$ ), вводимых при взаимодействии электромагнитной волны с изотропной средой, а также соотношения, связывающие различные оптические функции:  $\alpha = 4\pi k/\lambda$ ,  $R = ((n-1)^2 + k^2) / ((n+1)^2 + k^2)$ ,  $\varepsilon_2 = 2nk$ , и учитывая полученные нами экспериментальные данные для  $\alpha$ , были вычислены частотные зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_2$ . Для аморфных пленок, полученных при RT, частотная зависимость  $\varepsilon_2$  линейризуется в координатах  $h\omega(\varepsilon_2)^{1/2}$  от  $h\omega$  во всем исследованном диапазоне толщин (рис.2). Оптическая ширина запрещенной зоны пленок ( $E_{\text{Тауц}}$ ) определяется отсечкой линейной части графиков на ось  $h\omega$  (оптическая щель по Тауцу) [8].

Из рис.2 видно также, что для наноразмерных аморфных пленок ВФОПВТОПНЗФ с уменьшением толщины увеличивается оптическая щель от 1.7 эВ до 1.95 эВ. Такое поведение можно объяснить воздействием кислорода в нормальных условиях на тонкие пленки. Чем меньше толщина пленки, тем большую часть объема захватывает кислород, насыщая присутствующие в аморфной пленке оборванные связи и приводя к увеличению оптической ширины запрещенной зоны.

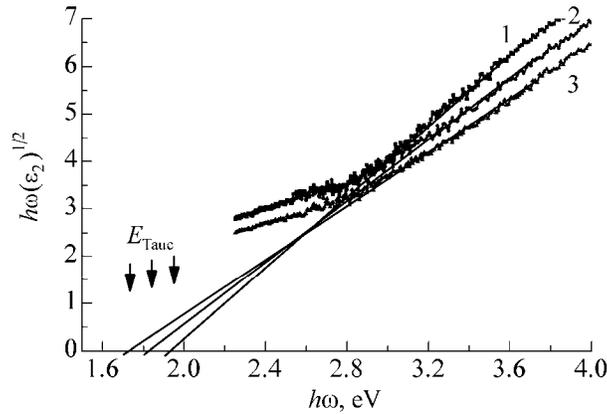


Рис.2. Зависимость  $h\omega(\epsilon_2)^{1/2}$  от  $h\omega$  для пленок ВФОПВТОПНЗФ различной толщины: (1) 35 нм, (2) 56 нм, (3) 80 нм, осажденных при RT.

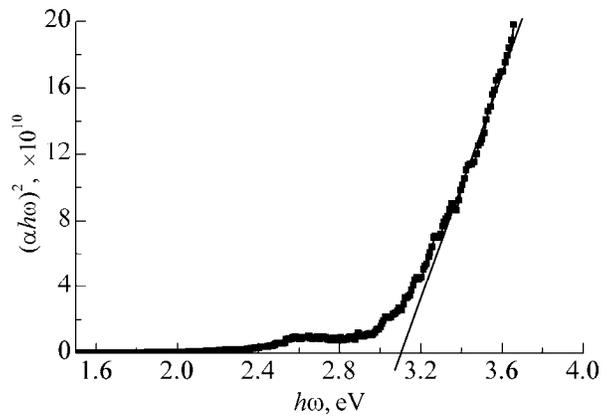


Рис.3. Зависимость  $(\alpha h\omega)^2$  от  $h\omega$  для отожженной пленки толщиной 100 нм.

После отжига пленок, полученных при RT, наблюдается заметное увеличение пропускания (см. рис.1), которое связано с изменением структуры пленок. Анализ оптических свойств отожженных пленок был проведен таким же способом, что и для пленок, полученных при RT. Однако в данном случае не имеет места линеаризация зависимости  $h\omega(\epsilon_2)^{1/2}$  от  $h\omega$ , что указывает на факт несоответствия модели Тауца. Воспользуемся другим подходом для решения

данной задачи. При квантово-механическом описании процессов поглощения в веществах, с учетом параболического закона дисперсии в зонах, справедлива формула, где коэффициент поглощения  $\alpha$  связан с оптической шириной запрещенной зоны  $E_g$  следующим образом:  $\alpha h\omega = \alpha_0 (h\omega - E_g)^\gamma$ , где  $\gamma = 1/2$  соответствует разрешенным прямозонным оптическим переходам, а  $\gamma = 2$  – разрешенным не прямозонным переходам [6,9]. Анализ  $E_g$  для пленок, полученных после отжига, показал присутствие разрешенных прямозонных переходов вне зависимости от толщины пленок ( $E_g = 3.1$  эВ). На рис.3 приведен график зависимости  $(\alpha h\omega)^2$  от  $h\omega$  для пленки толщиной в 100 нм.

#### 4. Заключение

Методом лазерно-импульсного осаждения получены наноразмерные композитные пленки  $\text{BiFeO}_3/\text{BaTiO}_3/\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  состава. На основе проведенных оптических исследований пленок установлено, что оптические свойства аморфных пленок, осажденных при RT, согласуются с моделью Тауца для аморфного изотропного полупроводника. С уменьшением толщины оптическая щель увеличивается от 1.7 эВ до 1.95 эВ. После отжига вне зависимости от толщины в пленках наблюдаются разрешенные прямозонные переходы ( $E_g = 3.1$  эВ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Gevorgyan.** Ferroelectrics in Microwave Devices, Circuits and Systems. London, Springer, 2009.
2. **И.П.Суздаев.** Успехи химии, **78**, 267 (2009).
3. **S.R.Basu, L.W.Martin, Y.H.Chu, et al.** Appl. Phys. Lett., **92**, 091905 (2008).
4. **J.F.Ihlefeld, N.J.Podraza, Z.K.Liu, et al.** Appl. Phys. Lett., **92**, 142908 (2008).
5. **P.Chen, N.J.Podraza, X.S.Xu, A.Melville, et al.** Appl. Phys. Lett., **96**, 131907 (2010).
6. **R.K.Willardson, A.C.Beer.** Semiconductors and Semimetals. New York, London, Academic Press, 1967.
7. **M.H.Brodsky.** Amorphous Semiconductors. Berlin, New York, Springer, 1979.
8. **J.Tauc et al.** Phys. Stat. Sol., **15**, 627 (1966).
9. **L.A.Kosyachenko, V.M.Sklyarchuk, et al.** Semiconductors, **45**, 1273 (2011).

#### OPTICAL PROPERTIES OF NANOSCALE $\text{BiFeO}_3/\text{BaTiO}_3/\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ COMPOSITE FILMS OBTAINED BY THE PULSED-LASER DEPOSITION METHOD

K.E. AVJYAN, V.V. BUNIATYAN, H.R. DASHTOYAN

Nanoscale (30–100 nm) films of  $\text{BiFeO}_3/\text{BaTiO}_3/\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  complex composition have been obtained by the pulsed-laser deposition method. Optical properties of the films were studied in the wavelength range of 250–1000 nm. It is shown that the optical properties of amorphous films deposited at room temperature are explained by the Tauc model for amorphous semiconductors. An increase in the optical gap from 1.7 to 1.95 eV was observed with decreasing film thickness. Allowed direct-band transitions were observed after annealing of films ( $E_g = 3.1$  eV).

УДК 538.971

## ОЦЕНКА КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ПРОВОДЯЩЕМ КОНТАКТНОМ СЛОЕ МЕЖДУ ДИЭЛЕКТРИКАМИ $\text{LaAlO}_3$ И $\text{SrTiO}_3$

А.В. ЕГАНЫАН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак  
e-mail: aveganyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 28 сентября 2012 г.)

С использованием конденсаторной модели Гётцбергера оценена концентрация носителей заряда, возникающих на контактном слое между алюминатом лантана и титанатом стронция (LAO/STO). Показано, что полученные результаты сопоставимы с теми значениями, которые получаются в рамках модели «полярная катастрофа». Рассмотрены также возможные объяснения изменений концентрации носителей заряда в зависимости от толщины нанесенных слоев – как «чистых» (LAO), так и смешанных (LASTO).

### 1. Введение

Как известно [1], граница раздела двух диэлектриков – алюмината лантана (LAO) и сегнетоэлектрика титаната стронция (STO) с кристаллической структурой перовскита, хорошо согласующихся друг с другом по величине постоянной решетки (равной, соответственно,  $3.789 \text{ \AA}$  и  $3.905 \text{ \AA}$ ), становится проводящей. На границе раздела LAO/STO при толщине слоя LAO, превышающей  $1.6 \text{ нм}$  (4 элементарные ячейки), нанесенного на подложку STO, может образовываться двумерный (2D) электронный газ с высокой подвижностью носителей. В [2] было показано, что при низких температурах контактный слой становится сверхпроводящим.

В настоящее время существуют две теории, объясняющие причины возникновения проводимости на границе LAO/STO. Первая из них опирается на собственные характеристики материалов, структуру которых можно представить в виде чередующихся слоев  $(\text{LaO})^+\text{P}(\text{AlO}_2)^-$  и  $(\text{SrO})^0\text{P}(\text{TiO})^0$  [1], где отдельные слои алюмината оказываются заряженными, а титаната – нейтральными. При «совмещении» слоев LAO/STO носители заряда (в количестве  $0.5$  элементарного заряда в пересчете на одну элементарную ячейку) «подтягиваются» к границе раздела, что и делает контакт проводящим (гипотеза «полярная катастрофа») [3]. Во второй модели причиной появления двумерного (2D) электронного газа считается наличие кислородных вакансий в подложке STO [4]. Поскольку экспериментальные результаты зависели от способа подготовки рассматриваемых образцов, то при сравнении полученных данных исследователи в

некоторых случаях отдавали предпочтение первому механизму, в других – второму, а иногда и их комбинации [5].

Для разрешения противоречий, возникающих при использовании отмеченных моделей, в работе [3] был проведен следующий эксперимент. В качестве подложки использовался тот же STO, однако в качестве второго слоя, вместо LAO, использовались смеси LAO и STO в различных пропорциях и разной толщины. Как выяснилось, проводимость на границе таких слоев сохраняется, причем необходимая для этого толщина слоя LAO/STO должна быть обратно пропорциональна содержанию LAO в твердом растворе [3], что полностью соответствует предсказаниям первой модели и служит самым надежным, на сегодняшний день, свидетельством в ее пользу.

В настоящей работе, с использованием конденсаторной модели Гоецбергера сделана оценка концентрации носителей заряда на границе раздела LAO/STO и проведено сравнение с результатами, полученными на основе отмеченных моделей.

## 2. Оценка концентрации носителей заряда

Рассмотрим образующийся на границе LAO/STO тонкий слой вместе с атомными плоскостями шириной  $\alpha_{\text{LAO}} = 3.789 \text{ \AA}$  (где  $\alpha_{\text{LAO}}$  – параметр элементарной ячейки LAO) как «обкладку» воображаемого «плоского конденсатора», принимая, что носители заряда равномерно распределены на ее поверхности. В этом случае толщина  $h$  такой «обкладки» будет определяться как  $h = \alpha_{\text{LAO}} + L$ , где  $L$  – размер локализации (2D) электронов. Для оценки  $L$  допустим, что электроны  $e^-$  приводят к поляризации граничного слоя диэлектрика STO и взаимодействуют с этим полем так, как взаимодействовали бы с  $e^+$ . Предположим, что ось  $z$  перпендикулярна плоскости контакта. В таком случае неопределенность импульса электрона определяется как  $P_z \sim \hbar/L$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка. В этом случае энергию электрона можно записать в виде  $\hbar^2/2mL^2 \sim \sim |V_L| \sim e^2(\epsilon_{\text{LAO}} - 1)/(\epsilon_{\text{STO}} + 1)L$ , где  $V_L$  – потенциальная энергия взаимодействия  $e^-$  и  $e^+$  (электростатическое приближение),  $\epsilon_{\text{LAO}}$  – диэлектрическая проницаемость LAO, а  $\epsilon_{\text{STO}}$  – диэлектрическая проницаемость STO ( $\epsilon_{\text{LAO}} = 24$ ;  $\epsilon_{\text{STO}} = 300$  [5]). Поскольку  $L \approx a_B(\epsilon_{\text{STO}} + 1)/2(\epsilon_{\text{LAO}} - 1) \approx 3.47 \text{ \AA}$ , где  $a_B = \hbar^2/me^2 \approx 0.53 \text{ \AA}$  – боровский радиус электрона, то толщина такой «обкладки»  $h \approx 7.26 \text{ \AA}$ .

Допустим, что структуру контактного слоя LAO/STO можно разбить на малые, параллельно соединенные конденсаторы, внутри которых значения потенциала постоянны (конденсаторная модель Гоецбергера) [6]. Число таких конденсаторов ( $n_0$ ) на длине 1 см будет соответствовать количеству элементарных ячеек LAO с периодом решетки  $\alpha_{\text{LAO}} = 3.789 \text{ \AA}$ . Таким образом,  $n_0 \approx \approx 1/3.789 \times 10^{-8} \approx 0.26 \times 10^6$ .

Поверхностная плотность зарядов  $\delta$  на обкладках одного из  $n_0$  таких плоских заряженных конденсаторов определяется в виде

$$\delta = \epsilon_0 \epsilon_{\text{STO}} U / d, \quad (1)$$

где  $U$  – напряжение на обкладках,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon_{\text{STO}}$  – диэлектрическая проницаемость STO диэлектрика,  $d$  – толщина диэлектрика.

В работе [7] показано, что на обкладке заряженного конденсатора, состоящего из 1–2 атомных слоев, можно создать избыточную концентрацию ( $n_s$ ) электронов, которая существенно выше равновесной не только у диэлектриков и полупроводников, но даже у металлов (на 3 порядка). Из уравнения (1) следует, что избыточная концентрация электронов на обкладке толщиной  $h$  определяется как

$$n_s = \delta/h = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{STO}} U / dh. \quad (2)$$

Так как

$$U = E_{\text{LAO}} d, \quad (3)$$

где  $E_{\text{LAO}}$  – напряжение поля, то из (2) и (3) следует, что

$$n_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{STO}} E_{\text{LAO}}}{h}. \quad (4)$$

Для  $n_0$  параллельно соединенных конденсаторов имеем

$$n_s = \frac{n_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{STO}} E_{\text{LAO}}}{h}. \quad (5)$$

При использовании в качестве второго слоя смеси LAO и STO концентрация электронов равна

$$n_s = \frac{n_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{LASTO}} E_{\text{LASTO}}}{h}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_{\text{LASTO}}$  – относительная диэлектрическая проницаемость смешанного слоя, которая представляет собой тензор  $\varepsilon_{xx} = 27$ ;  $\varepsilon_{yy} = 37$ , а  $E_{\text{LASTO}} = xE_{\text{LAO}} + (1-x)E_{\text{STO}} = xE_{\text{LAO}}$ , так как для STO  $E_{\text{STO}} = 0$  (здесь  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) – доля LAO в LASTO [3]).

### 3. Результаты и обсуждение

Для определения количества носителей заряда  $n_s$  на граничном слое LAO/STO подставим в уравнение (5) полученные выше значения величин  $n_0 \approx 0.26 \times 10^6$  и  $h \approx 7.26 \times 10^{-8}$  см, а также  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ ;  $E_{\text{LAO}} = 0.24 \text{ В}/\text{\AA} = 24 \times 10^6$  В/см [5]. Полученная величина  $n_s \approx 2.3 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> хорошо согласуется с данными, полученными с использованием модели «полярная катастрофа» ( $n_s \approx 1 - 2 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> [3]).

В случае использования смешанного слоя LAO/STO, при различных соотношениях  $x$   $n_s$  может изменяться. Например, при  $x = 0.5$   $n_s = 1.15 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, при  $x = 0.75$   $n_s = 1.4 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Такое поведение  $n_s$  в зависимости от толщины нанесенного слоя LAO и LASTO можно объяснить технологическими причинами, которые могут привести к изменениям того или иного параметра.

Таким образом, можно заключить, что использование конденсаторной модели Гоеццбергера существенно упрощает расчеты по определению концентрации носителей заряда на контактном слое LAO/PSTO и LASTO/PSTO и позволяет оценить значения  $n_s$ , которые сопоставимы с результатами, полученными в рамках модели «полярная катастрофа».

Причину трудностей, связанных с объяснением изменения концентрации носителей заряда как при разных толщинах LAO, так и в случае смеси LASTO, можно объяснить следующим образом. При получении того или иного образца нанесенные слои случайным образом могут иметь различные ориентационные направления, что является трудно контролируемым процессом. В этом случае диэлектрическая проницаемость, которая является тензором, в зависимости от этих направлений может изменяться, что и приведет к различным значениям  $n_s$ .

Автор выражает благодарность за содействие и полезные обсуждения В.Е. Мкртчяну, Т.И. Бутаевой и А.М. Кечиянцу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Ohtomo, H.Y.Hwang.** Nature, **455**, 423 (2004).
2. **J.A.Bert et al.** Nat. Phys., **7**, 767 (2011).
3. **M.L.Reinle-Schmitt.** Nat. Commun, **3:392**, 1 (2012).
4. **A.Kalabukhov et al.** Phys. Rev. B, **75**, 121404(R) (2007).
5. **M.Stengel, D.Vanderbilt.** Phys. Rev. B, **80**, 241103(R) (2007).
6. **В.А.Гуртов.** Твердотельная электроника. М., Техносфера, 2005.
7. **В.Леонов.** J. Siberian Federal University. Mathematics & Physics, **2**, 206 (2009).

LaAlO<sub>3</sub> եւ ՏrTiO<sub>3</sub> ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ՀԱՂՈՐԴԻՉ ՇԵՐՏՈՒՄ  
ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ԿՈՆՑԵՆՏՐԱՑԻԱՅԻ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ

Ա.Վ. ԵԳԱՆՅԱՆ

Գոյեւցբերգերի կոնդենստորային մոդելի կիրառմամբ գնահատված է LAO/PSTO կոնտակտային շերտում առաջացած լիցքակիրների կոնցենտրացիան: Ցույց է տրված, որ ստացված արդյունքները համադրելի են այն արժեքների հետ, որոնք ստացվում են «բևեռային աղետ» մոդելի շրջանակներում: Դիտարկված են նաև նստեցվող շերտերի հաստությունից կախված լիցքակիրների կոնցենտրացիայի փոփոխության հնարավոր բացատրությունները, ինչպես «մաքուր» (LAO), այնպես էլ խառնուրդային (LASTO) դեպքերում:

ESTIMATION OF THE CONCENTRATION OF CHARGE CARRIERS  
IN A CONDUCTIVE LAYER BETWEEN LaAlO<sub>3</sub> AND SrTiO<sub>3</sub> DIELECTRICS

A.V. EGANYAN

Using the capacitor model by Goetzberger, the concentration of charge carriers on the contact layer LAO/PSTO is evaluated. The obtained results are shown to be comparable with those obtained within the framework of “polar catastrophe” model. Some possible interpretations of charge carriers’ concentration variations, depending on the thickness of deposited layers, are presented as well, both for the “pure” (LAO) and composite (LASTO) ones.

УДК 548.732

## **ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩИЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИФРАКТОМЕТР НА БАЗЕ АКУСТИЧЕСКОГО МОНОХРОМАТОРА**

А.Р. МКРТЧЯН<sup>1,2</sup>, А.Г. МКРТЧЯН<sup>1</sup>, В.Р. КОЧАРЯН<sup>1</sup>, А.Е. МОВСИСЯН<sup>1†</sup>,  
С.Б. ДАБАГОВ<sup>3</sup>, А.П.ПОТЫЛИЦЫН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск,  
Россия,

<sup>3</sup>Национальный институт ядерной физики, Национальная лаборатория Фраскати  
(INFN- LNF), Фраскати, Италия

<sup>†</sup>e-mail: movartur@gmail.com

(Поступила в редакцию 11 октября 2012 г.)

Разработана и создана новая схема высокоразрешающего рентгеновского дифрактометра на основе акустического монохроматора. Преимущества нового дифрактометра заключаются в высокой степени монохроматичности рентгеновского излучения, большой интенсивности дифрагированных волн, высокой плотности потока энергии, отсутствии фона.

### **1. Введение**

Создание новых, более чувствительных и универсальных методов исследования и применения в различных областях науки и техники, в частности, определение реальной структуры кристаллов и наносистем, томографии биологических объектов, элементов микроэлектроники и т.д., является актуальной проблемой. Для решения этих задач одним из необходимых факторов является создание альтернативных монохроматических, без гармоник интенсивных источников рентгеновского излучения с управляемыми в пространстве и во времени рабочими параметрами.

В научной литературе имеется много работ в этом направлении. В работах [1-7] показано, что эту проблему можно решить с помощью внешних воздействий в виде акустических полей и тепловых градиентов.

Цель настоящей работы – на примере порошкообразного образца  $Al_2O_3$  показать преимущества акустического монохроматора (АМ) [8] по отношению к классическому монохроматору Брэгга.

### **2. Экспериментальные результаты и обсуждение**

На рис.1 приведена схема эксперимента на базе дифрактометра ДРОН-3М с АМ и монохроматором Брэгга.

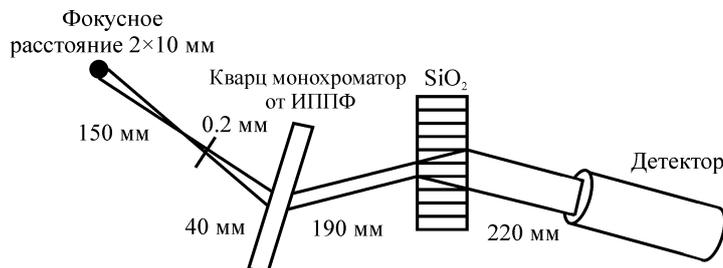


Рис.1. Схема эксперимента.

В экспериментах по геометрии  $(n, -n)$ , с целью исключения дисперсии, было выбрано семейство отражающих атомных плоскостей  $(10\bar{1}1)$  кристалла кварца.

На рис.2 представлены кривые качания в геометрии Лауэ (по схеме  $(n, -n)$ ). С целью сравнения результатов эксперимента кривые качания были сняты при одинаковых условиях эксперимента, только вместо АМ был использован монохроматор Брэгга.

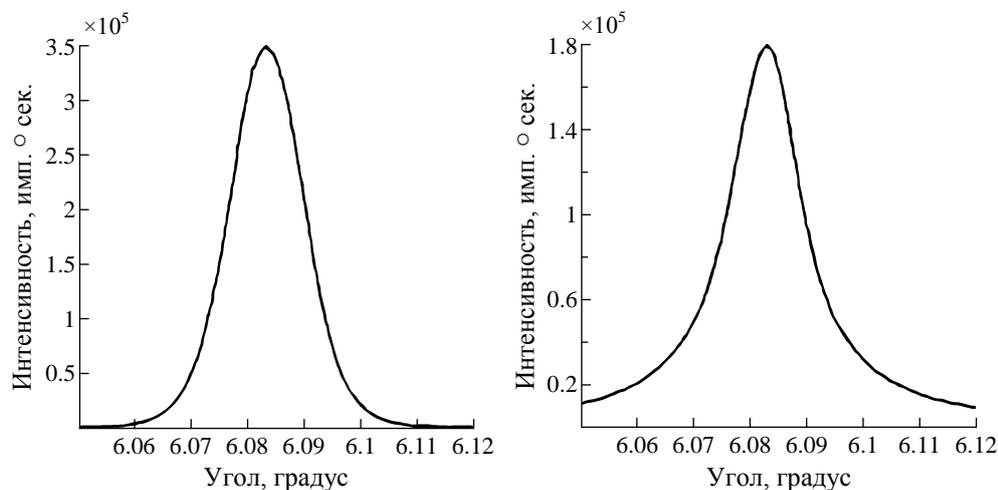


Рис.2. Кривые качания кристалла кварца, полученные от семейства отражающих атомных плоскостей  $(10\bar{1}1)$  по схеме  $(n, -n)$  в случаях, когда падающий монохроматический пучок получен а) акустическим монохроматором, б) монохроматором Брэгга.

Из сравнения полученных результатов видно, что акустические монохроматоры имеют ряд преимуществ: сформированные рентгеновские пучки более монохроматичны, приблизительно в 2 раза интенсивнее, отсутствует фон и распределение интенсивности однородно и симметрично, что свидетельствует об отсутствии поглощения [9,10].

Аналогичные исследования были также проведены с использованием разработанного нами монохроматора, работающего под воздействием тепловых полей. Результаты подтверждают поведение кривых качаний, полученных акустическим монохроматором. Однако по сравнению с АМ “тепловые” монохроматоры более инертны и уступают АМ по степени монохроматизации. Кроме того, в закрытой или вакуумной среде не обеспечивается теплообмен, который приводит к нагреву монохроматора и, следовательно, к понижению интенсивности дифрагированного излучения.

Акустические монохроматоры обеспечивают:

- степень монохроматичности  $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3} - 10^{-5}$
- угловая расходимость  $\theta \approx 2'' - 3''$
- фокусное расстояние  $(-\infty, +\infty)$

и по отношению к брэгговским монохроматорам

- интегральная интенсивность  $\sim 2$  раза больше
- плотность потока энергии  $\sim 10$  раз больше.

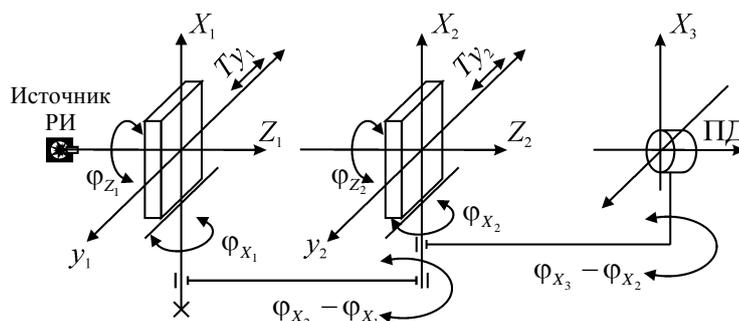


Рис.3. Схема дифрактометра с гониометром и держателем детектора РИ.

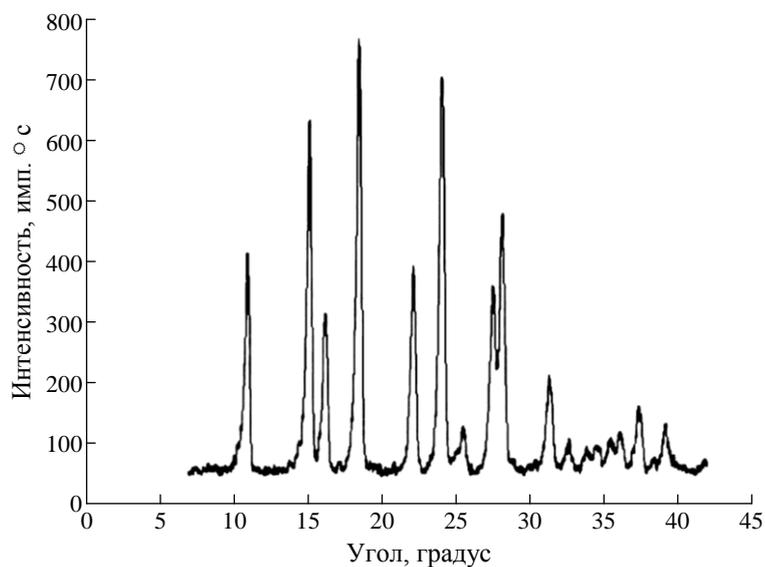


Рис.4. Дифрактограмма образца порошка  $Al_2O_3$ , полученная в автоматизированном дифрактометре.

На рис.3 приведена блок-схема разработанного и созданного в ИППФ НАН РА высокоскоростного, автоматизированного и высокоразрешающего дифрактометра для структурных исследований. Дифрактометр состоит из акустического монохроматора, детектора рентгеновского излучения, работающего на основе полупроводниковых пористых материалов [11,12], гониометра с двумя независимыми головками, рентгеновской трубки ДРОН или УРС дифрактометров.

Пористый детектор (ПД) и АМ имеют большую стабильность во времени и к изменениям температуры окружающей среды, а также к интенсивности падающего рентгеновского излучения. На рис.4 приведена типичная дифрактограмма, полученная для порошкообразного образца  $Al_2O_3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП РФ проекта №11.519.11.2030 в российско-армянской лаборатории «Рентгеновская оптика».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, Р.Г.Габриелян и др. Письма в ЖТФ, **9**, 1181 (1983).
3. R.G.Gabrielyan, H.A.Aslyan. Phys. Stat. sol. (b), **123**, K97 (1984).
4. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, Л.А.Кочарян, В.К.Мирзоян, О.А.Унанян, К.Т. Айрапетян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **21**, 326 (1986).
5. А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, С.Н.Норейн. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **25**, 47 (1990).
6. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **21**, 340 (1986).
7. С.Н.Норейн, В.К.Мирзоян, В.Р.Кочарян. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 124 (2004).
8. А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян, В.Р.Кочарян. Рентгеновский монохроматор. Патент АМ20120152, 2012.
9. В.К.Мирзоян, А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян, С.Н.Норейн, В.В.Вагнер, Г.Праде, В.Матц, Н.Шелл. Тезисы докладов V Национальной конференции по применению рентгеновского, синхротронного излучения, нейтронов и электронов для исследования наноматериалов и наносистем, Москва, 14–19 ноября, 2005, с.286.
10. В.Р.Кочарян, Р.Ш.Алексанян, К.Г.Труни. Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 290, (2010).
11. А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян. Рентгеночувствительные пористые пленки. Патент РА. P20030103, 2004.
12. А.Г.Мкртчян, Г.А.Айвазян, В.В.Налбандян, М.М.Мирзоян, А.Н.Саргсян, А.А. Аршакаян. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 200 (2005).

#### HIGH-PRECISION X-RAY DIFFRACTOMETER ON THE BASE OF ACOUSTIC MONOCHROMATOR

A.R. MKRTCHYAN, A.H. MKRTCHYAN, V.R. KOCHARYAN,  
A.E. MOVSISYAN, S.B. DABAGOV, A.P. POTYLICYN

A new scheme for X-ray diffractometer based on acoustic monochromator has been created and realized. The preferences of a new arrangement are higher level of monochromatization of

X-rays, higher intensity of diffracted waves, high density of energy flow, and the absence of background.

УДК 548.732

**ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ УРАВНЕНИЙ  
ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЧКОВ  
С ДВУМЕРНОЙ КРИВИЗНОЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА.  
I. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ**

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 1 октября 2012 г.)

С учетом вторых производных амплитуд по координате, перпендикулярной к плоскости дифракции, представлено эйкональное приближение уравнений динамической дифракции рентгеновских пучков с двумерной кривизной волнового фронта. Дифрагированное поле вне кристалла, в вакууме, описывается эйкональным приближением параболического уравнения дифракции. Получены соответствующие уравнения эйконала и полные интегралы в случае идеального кристалла. Описан метод, который дает возможность с одной общей точки зрения, используя полные интегралы, найти эйконалы и траектории внутри и вне кристалла, удовлетворяющие заданным граничным условиям на входной и выходной поверхностях кристалла. Данный метод дает возможность описать дифракцию при достаточно общих предположениях о волновом фронте падающей на кристалл волны, а также для неплоских входной и выходной поверхностях кристалла.

### 1. Введение

В двухволновом случае динамическая дифракция рентгеновских пучков [1] описывается системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд проходящей и дифрагированной волн. В этих уравнениях, в обычных геометриях дифракции, вторые производные амплитуд по переменным в плоскости дифракции можно отбросить. При некоторых предположениях можно отбросить также вторые производные по координате, перпендикулярной к плоскости дифракции (координата  $y$ ). Вопрос о применимости такого предположения обсуждался, например, в работах [2,3]. Но существуют случаи дифракции, когда вторые производные по  $y$  становятся существенными. В работе [4] рассматривался вопрос о некомпланарной дифракции в условиях зеркального отражения для падающей волны с неплоским волновым фронтом. В этом случае вторые производные амплитуд по координате, перпендикулярной к плоскости дифракции, становятся существенными.

Уравнение эйконала динамической дифракции тоже является двумерным [5]. Эйконал зависит только от координат точек в плоскости дифракции и

не зависит от  $y$ .

В данной статье из уравнений динамической дифракции, содержащих вторые производные амплитуд по переменной  $y$ , получено соответствующее уравнение эйконала. Найден полный интеграл уравнения эйконала в идеальном кристалле, что дает возможность построить решение, удовлетворяющее заданным граничным условиям на входной поверхности кристалла, и определить траектории внутри кристалла. Дальнейшее распространение дифрагированной волны за кристаллом описывается параболическим уравнением дифракции для амплитуды (см., например, [6]). Для этого уравнения получены соответствующее уравнение эйконала и полный интеграл, что дает возможность построить решение уравнения эйконала и найти траектории, удовлетворяющие заданным граничным условиям на выходной поверхности кристалла.

## 2. Уравнения эйконала внутри кристалла и в вакууме

### 2.1. Уравнение эйконала внутри кристалла

В условиях двухволновой дифракции волновое поле в кристалле ищется в виде

$$E = \left( \tilde{E}_0 e^{i\mathbf{K}_0 \mathbf{r}} + \tilde{E}_h e^{i\mathbf{K}_h \mathbf{r}} \right) e^{ik\chi_0 z / 2 \cos \theta}. \quad (1)$$

Представление (1) написано для одного из возможных состояний поляризации,  $\mathbf{K}_0$  – волновой вектор проходящей волны,  $\mathbf{K}_h = \mathbf{K}_0 + \mathbf{h}$  – волновой вектор дифрагированной волны,  $\mathbf{h}$  – вектор дифракции,  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_h$  удовлетворяют точному условию Брэгга  $\mathbf{K}_0^2 = \mathbf{K}_h^2 = k^2 = (2\pi/\lambda)^2$ ,  $k$  – волновое число в вакууме,  $\lambda$  – длина волны в вакууме,  $\chi_0$  – нулевая Фурье-компонента поляризуемости кристалла,  $\theta$  – угол Брэгга,  $z$  – координата вдоль отражающих плоскостей в плоскости дифракции,  $\tilde{E}_0$  и  $\tilde{E}_h$  – амплитуды проходящей и дифрагированной волн, соответственно. Для амплитуд, сохранив вторые производные по координате  $y$ , приходим к следующим уравнениям динамической дифракции [2,4]:

$$\begin{aligned} \partial^2 \tilde{E}_0 / \partial y^2 + 2ik \partial \tilde{E}_0 / \partial s_0 + k^2 \chi_{\bar{h}} \tilde{E}_h C e^{i\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}} &= 0, \\ \partial^2 \tilde{E}_h / \partial y^2 + 2ik \partial \tilde{E}_h / \partial s_h + k^2 \chi_h \tilde{E}_0 C e^{-i\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $s_0$  и  $s_h$  – координаты вдоль проходящей и дифрагированной волн, соответственно,  $\chi_h$ ,  $\chi_{\bar{h}}$  – Фурье-коэффициенты поляризуемости кристалла для векторов обратной решетки  $\mathbf{h}$  и  $-\mathbf{h}$ , соответственно,  $\mathbf{u}$  – вектор смещения атомов из своих равновесных положений в идеальном кристалле,  $C$  – поляризационный фактор, равный 1 для  $\sigma$ -поляризации и  $\cos 2\theta$  для  $\pi$ -поляризации (в дальнейшем  $C$  опускаем). Будем рассматривать дифракцию в идеальном кристалле ( $\mathbf{u} = 0$ ). Из (2) перейдем к уравнениям для отдельных амплитуд:

$$\frac{\partial^4 \tilde{E}_{0,h}}{\partial y^4} + 2ik \left( \frac{\partial}{\partial s_0} + \frac{\partial}{\partial s_h} \right) \frac{\partial^2 \tilde{E}_{0,h}}{\partial y^2} - 4k^2 \frac{\partial^2 \tilde{E}_{0,h}}{\partial s_0 \partial s_h} - k^4 \chi_h \chi_{\bar{h}} \tilde{E}_{0,h} = 0. \quad (3)$$

Будем искать амплитуды эйконального приближения в виде

$$\tilde{E}_{0,h} = E_{0,h} e^{i\Phi}, \quad (4)$$

где  $\Phi$  – эйконал, а  $E_{0,h}$  – медленно меняющиеся амплитуды. Подставляя выражение (4) в (3), приходим к уравнению эйконала

$$\frac{\partial^4 \Phi}{\partial y^4} + 4k \cos \theta \frac{\partial \Phi}{\partial z} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + 4k^2 \left( \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \cos^2 \theta - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 \sin^2 \theta \right) - k^4 \chi_h \chi_{\bar{h}} = 0. \quad (5)$$

Здесь  $x$  – координата в плоскости дифракции, отсчитываемая в направлении, антипараллельном вектору дифракции  $\mathbf{h}$ . Для нахождения полного интеграла, т.е. решения (5), зависящего от трех произвольных постоянных, ищем решение методом разделения переменных, т.е. в виде

$$\Phi = \Phi_1(x) + \Phi_2(y) + \Phi_3(z). \quad (6)$$

Подставляя (6) в уравнение (5), получим

$$\Phi = C_1 x + C_2 y \pm z \sqrt{C_1^2 \sin^2 \theta + \sigma^2} / \cos \theta - C_2^2 z / 2k \cos \theta + C_3, \quad (7)$$

где  $C_1, C_2, C_3$  – произвольные постоянные,  $\sigma = k \sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}} / 2$ , знаки "+" и "-" соответствуют слабо и сильно поглощающимся модам, соответственно. Имея полный интеграл (7), с помощью определенной процедуры находятся решение уравнения (5) и траектории, удовлетворяющие заданным граничным условиям [7]. Напомним суть этого метода. Пусть входная поверхность кристалла задана параметрически:

$$x = x(t_1, t_2), \quad y = y(t_1, t_2), \quad z = z(t_1, t_2), \quad (8)$$

а эйконал на входной поверхности задан функцией  $\Phi_0(t_1, t_2)$  (эйконал падающей волны). Составляем систему

$$\begin{aligned} \Phi_0(t_1, t_2) &= \Phi(x(t_1, t_2), y(t_1, t_2), z(t_1, t_2)), \\ \Phi_{0t_1} &= \Phi_{t_1}, \\ \Phi_{0t_2} &= \Phi_{t_2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь индексы  $t_1$  и  $t_2$  у эйконала означают дифференцирование по соответствующей переменной. Первое уравнение равносильно равенству на входной поверхности эйконала падающей волны и волн внутри кристалла, второе и третье условия равносильны сохранению тангенциальной составляющей волнового вектора. Из (9) выражаем  $C_1, C_2, C_3$  как функции параметров  $t_1, t_2$ . Подставляя эти функции в (7), находим так называемый общий интеграл, зависящий от двух параметров. Уравнение траекторий находим из системы

$$\begin{aligned} \Phi_{t_1}(x, y, z, C_1(t_1, t_2), C_2(t_1, t_2), C_3(t_1, t_2)) &= 0, \\ \Phi_{t_2}(x, y, z, C_1(t_1, t_2), C_2(t_1, t_2), C_3(t_1, t_2)) &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь каждой фиксированной паре  $(t_1, t_2)$  соответствует определенная траектория, выходящая из точки входной поверхности с координатами  $\{x(t_1, t_2), y(t_1, t_2), z(t_1, t_2)\}$  и проходящая через точку  $\{x, y, z\}$  внутри кристалла. Из системы (10), выражая  $t_1, t_2$  через  $x, y, z$  и подставляя в общий интеграл  $\Phi(x, y, z, C_1(t_1, t_2), C_2(t_1, t_2), C_3(t_1, t_2))$ , находим решение уравнения (5), удовлетворяющее поставленным граничным условиям.

## 2.2. Уравнение эйконала в вакууме

Будем рассматривать дальнейшее распространение дифрагированной волны в вакууме после дифракции в кристалле. Для определенности, не нарушая общности, будем рассматривать случай Лауэ, хотя те же самые рассуждения справедливы и для случая Брэгга. За кристаллом, в вакууме дифрагированная в кристалле волна опять же имеет вид  $\tilde{E}_h e^{i\mathbf{K}_h \mathbf{r}}$  с медленно меняющейся амплитудой  $\tilde{E}_h$ , которая удовлетворяет параболическому уравнению дифракции (см., например, [6]):

$$\frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial^2 \tilde{E}_h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}_h}{\partial y^2} + 2ik \left( \frac{\partial \tilde{E}_h}{\partial z} \cos \theta - \frac{\partial \tilde{E}_h}{\partial x} \sin \theta \right) = 0. \quad (11)$$

Как и в случае кристалла, представим  $\tilde{E}_h$  в виде  $E_h e^{i\Phi}$  и подставим в (11). В результате для эйконала получим уравнение

$$\frac{1}{\cos^2 \theta} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + 2k \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \cos \theta - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \sin \theta \right) = 0. \quad (12)$$

Используя метод разделения переменных, находим полный интеграл уравнения (12)

$$\Phi = C_1 (x + z \tan \theta) + C_2 y - \frac{C_1^2 z}{2k \cos^3 \theta} - \frac{C_2^2 z}{2k \cos \theta} + C_3, \quad (13)$$

зависящий от трех произвольных постоянных  $C_1, C_2, C_3$ . Затем, используя метод, данный формулами (7)-(10), находим решение уравнения (12) и соответствующие траектории, удовлетворяющие заданным граничным условиям на выходной поверхности кристалла.

## 3. Заключение

С целью описания дифракции рентгеновского пучка с двумерной кривизной волнового фронта как в кристалле, так и за кристаллом в вакууме, использованы уравнения дифракции в кристалле, содержащие вторые производные амплитуд по координате, перпендикулярной к плоскости дифракции, а дальнейшее распространение пучка в вакууме описывается параболическим уравнением дифракции для амплитуды. Для этих уравнений найдены соответствующие уравнения эйконала и соответствующие полные интегралы в случае идеального кристалла. Описан способ, с помощью которого, зная полные инте-

гралы, можно найти эйконал и траектории внутри и вне кристалла, удовлетворяющие заданным граничным условиям на неплоской входной и выходной поверхностях кристалла. Этот способ, в частности, может быть применен для исследования фокусировки рентгеновского пучка внутри и вне кристалла с неплоскими входной и выходной поверхностями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.Takagi. J. Phys. Soc. Japan, **26**, 1239 (1969).
2. К.Т.Габриелян, Ф.Н.Чуховский, Д.И.Пискунов. ЖЭТФ, **96**, 834 (1989).
3. L.V.Levonyan, M.K.Balyan. Phys. Stat. Sol. (a), **140**, 247 (1993).
4. М.К.Бальян, Л.В.Левонян. Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 309 (2000).
5. В.Л.Инденбом, Ф.Н.Чуховский. УФН, **107**, 229 (1972).
6. А.Н.Grigoryan, М.К.Balyan, А.Н.Toneyan. J. Synchrotron Rad., **17**, 332 (2010).
7. В.И.Смирнов. Курс высшей математики, т. 4. М., Наука, 1981.

ԱԼԻՔՍՅՆ ԸԱԿԱՏԻ ԵՐԿՉԱՓ ԿՈՐՈՒԹՅԱՄԲ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՓՆՁԵՐԻ  
ԴԻՖՐԱԿՅԻԱԿ ԶԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԷՅԿՈՆԱԼԱՆՆԵՐԻ  
ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆ: I. ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԲԱՆԱՁԵՎԵՐ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Ներկայացված է ալիքային ճակատի երկչափ կորությամբ ռենտգենյան փնջերի դինամիկ դիֆրակցիայի հավասարումների էյկոնալային մոտավորություն՝ հաշվի առնելով ամպլիտուդների երկրորդ կարգի ածանցյալները ըստ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց կորրոկցիայի: Դիֆրակցված դաշտը բյուրեղից դուրս՝ վակուումում, նկարագրվում է դիֆրակցիայի պարաբոլական հավասարմանը համապատասխանող էյկոնալային մոտավորությամբ: Ստացված են համապատասխան էյկոնալի հավասարումները և լրիվ ինտեգրալները: Նկարագրված է մեթոդ, որը թույլ է տալիս օգտվելով էյկոնալի հավասարումների լրիվ ինտեգրալներից, գտնել տրված սահմանային պայմաններին բավարարող էյկոնալները և հետագծերը բյուրեղի ներսում և բյուրեղից դուրս՝ վակուումում: Մեթոդը թույլ է տալիս դիֆրակցիան նկարագրել բյուրեղի վրա ընկնող դաշտի ալիքային ճակատի վերաբերյալ բավականին ընդհանուր ենթադրությունների, ինչպես նաև բյուրեղի ոչ հարթ մուտքի և ելքի մա-կերևույթների դեպքում:

EIKONAL APPROXIMATION OF DYNAMICAL DIFFRACTION EQUATIONS  
FOR X-RAY BEAMS WITH TWO-DIMENSIONAL CURVATURE  
OF THE WAVE FRONT. I. BASIC FORMULAS

M.K. BALYAN

Taking into account the second derivatives of amplitudes with respect to the coordinate perpendicular to the diffraction plane, the eikonal approximation of X-ray beam diffraction with two-dimensional curvature, is presented. The diffracted field outside the crystal, in the vacuum is described by the corresponding eikonal approximation of the parabolic equation of diffraction. The corresponding eikonal equations and complete integrals are obtained in case of perfect crystal. A method is described, by which the eikonals and trajectories inside the crystal as well as in vacuum, outside the crystal, satisfying the given boundary conditions, can be obtained. This method allows to describe the diffraction using sufficiently general assumptions on the incident wave front and for the non-plane entrance and exit surfaces of the crystal.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

<b>Գ.Հ. Հովհաննիսյան, Ա.Ս. Դանագուլյան, Տ.Ս. Բախշիյան.</b> Իզոտոպ էֆեկտի առանձնահատկությունների ուսումնասիրությունը .....	155
<b>Տ.Վ. Գևորգյան, Գ.Յու. Կրյուչկյան.</b> Տատանակային վիճակների պարամետրական գրգռումներ և համաչափությունը փուլային տարածություններում .....	161
<b>Ա.Ռ. Շահինյան, Տ.Վ. Գևորգյան.</b> Դիսիպատիվ քվանտային համակարգերի զուգահեռ հաշվարկներ. ոչ զծային տատանակը խիստ քվանտային ռեժիմում .....	168
<b>Տ.Կ. Դադայան.</b> Խոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղական բարակ թաղանթի միակողմանի օպտիկական թափանցիկության փորձարարական հետազոտությունը.....	178
<b>Գ.Լ. Եսայան.</b> Գումարային հաճախության գեներացման վրա հիմնված սպեկտրալ սեղմման առանձնահատկությունները .....	186
<b>Ն.Ռ. Աղամալյան, Տ.Ա. Ասլանյան, Է.Ս. Վարդանյան, Ե.Ա. Կաֆադարյան, Ռ.Կ. Հովսեփյան, Ս.Ի. Պետրոսյան, Ա.Ռ. Պողոսյան.</b> ZnO:Li/LaB <sub>6</sub> հետերոկառուցվածքով սեգնետաէլեկտրական դաշտային տրանզիստորի վրա հիմնված հիշողության տարր .....	193
<b>Կ.Է. Ավջյան, Վ.Վ. Բունիաթյան, Հ.Ռ. Դաշտոյան.</b> Իմպուլսային լազերային փոշենստեցմամբ ստացված համակցված նանոչափային BiFeO <sub>3</sub> (BaTiO <sub>3</sub> (Ni <sub>0.5</sub> Zn <sub>0.5</sub> Fe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> թաղանթների օպտիկական հատկությունները.....	203
<b>Ա.Վ. Եզանյան.</b> LaAlO <sub>3</sub> և SrTiO <sub>3</sub> դիէլեկտրիկների միջև հաղորդիչ շերտում լիցքակիրների կոնցենտրացիայի գնահատումը .....	208
<b>Ա.Ռ. Մկրտչյան, Ա.Հ. Մկրտչյան, Վ.Ռ. Քոչարյան, Ա.Ե. Մովսիսյան, Ս.Բ. Դաբազով, Ա.Պ. Պոտիլիցին.</b> Բարձր լուծողունակությամբ ռենտգենյան դիֆրակտաչափ հիմնված ակուստիկ մոնոքրոմատորի վրա .....	212
<b>Ս.Կ. Բալյան.</b> Ալիքային ճակատի երկչափ կորությամբ ռենտգենյան փնջերի դիմամիկ դիֆրակցիայի հավասարումների էլկոնալային մոտավորություն: I. Հիմնական բա-նաձևեր .....	216

CONTENTS

<b>G.H. Hovhannisyany, A.S. Danagulyan, T.M. Bakhshiyany.</b> Investigation of features of isotopic effect .....	155
<b>T.V. Gevorgyan, G.Yu. Kryuchkyan.</b> Parametric excitation of oscillatory states and symmetry in phase space.....	161
<b>A.R. Shahinyan, T.V. Gevorgyan.</b> Parallel computation of dissipative quantum systems: a nonlinear oscillator in a strict quantum regime.....	168
<b>T.K. Dadalyan.</b> Experimental investigation of one-sided optical transparency of cholesteric liquid crystal thin film.....	178
<b>G.L. Yesayan.</b> Features of spectral compression based on sum-frequency generation ....	186
<b>N.R. Aghamalyan, T.A. Aslanyan, E.S. Vardanyan, E.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan, S.I. Petrosyan, A.R. Poghosyan.</b> Memory element based on ferroelectric field-effect transistor with use of ZnO:Li/LaB <sub>6</sub> heterostructures.....	193
<b>K.E. Avjyan, V.V. Buniatyan, H.R. Dashtoyan.</b> Optical properties of nanoscale BiFeO <sub>3</sub> /BaTiO <sub>3</sub> /Ni <sub>0.5</sub> Zn <sub>0.5</sub> Fe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> composite films obtained by the pulsed-laser deposition method.....	203
<b>A.V. Eganyan.</b> Estimation of the concentration of charge carriers in a conductive layer between LaAlO <sub>3</sub> and SrTiO <sub>3</sub> dielectrics.....	208
<b>A.R. Mkrtychyan, A.H. Mkrtychyan, V.R. Kocharyan, A.E. Movsisyan, S.B. Dabagov, A.P. Potylicyn.</b> High-precision X-ray diffractometer on the base of acoustic monochromator.....	212
<b>M.K. Balyan.</b> Eikonal approximation of dynamical diffraction equations for X-ray beams with two-dimensional curvature of the wave front. I. Basic formulas .....	216

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Г.О. Оганесян, А.С. Данагулян, Т.М. Бахшиян.</b> Исследование особенностей изотопического эффекта.....	155
<b>Т.В. Геворгян, Г.Ю. Крючкян.</b> Параметрическое возбуждение осцилляторных состояний и симметрия в фазовом пространстве.....	161
<b>А.Р. Шагинян, Т.В. Геворгян.</b> Параллельные вычисления диссипативных квантовых систем: нелинейный осциллятор в строгом квантовом режиме.....	168
<b>Т.К. Дадалян.</b> Экспериментальное исследование односторонней оптической прозрачности тонкой пленки холестерического жидкого кристалла.....	178
<b>Г.Л. Есяян.</b> Особенности спектральной компрессии на основе генерации суммарной частоты .....	186
<b>Н.Р. Агамалян, Т.А. Асланян, Э.С. Варданян, Е.А. Кафадарян, Р.К. Овсепян, С.И. Петросян, А.Р. Погосян.</b> Элемент памяти на основе сегнетоэлектрического полевого транзистора с использованием гетероструктуры ZnO:Li $\Gamma$ LaV <sub>6</sub> .....	193
<b>К.Э. Авджян, В.В. Буниатян, А.Р. Даштоян.</b> Оптические свойства наноразмерных композитных пленок BiFeO <sub>3</sub> $\Gamma$ BaTiO <sub>3</sub> $\Gamma$ Ni <sub>0.5</sub> Zn <sub>0.5</sub> Fe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , полученных методом лазерно-импульсного осаждения.....	203
<b>А.В. Еганян.</b> Оценка концентрации носителей заряда на проводящем контактном слое между диэлектриками LaAlO <sub>3</sub> и SrTiO <sub>3</sub> .....	208
<b>А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, С.Б. Дабагов, А.П. Потылицын.</b> Высокоразрешающий рентгеновский дифрактометр на базе акустического монохроматора.....	212
<b>М.К. Баян.</b> Эйкональное приближение уравнений динамической дифракции рентгеновских пучков с двумерной кривизной волнового фронта. I. Основные формулы .....	216

Заказ № 415

Тираж 150. Сдано в набор 14.02.2013.

Подписано к печати 20.02.2013. Печ. л. 4.5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.