

ՓԻԶԻԿԱ • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

47, N4, 2012

АЖ 415

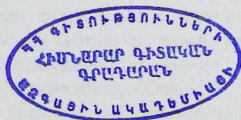
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

47

№ 4

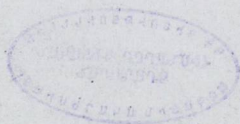


ՀՀ ԳԱՍ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2012



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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

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

EDITORIAL BOARD

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

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

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

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

УДК 535.126

ИЗУЧЕНИЕ ПАРТОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОМЕРОНА В ПРОЦЕССАХ ДВУХПОМЕРОННОГО ОБМЕНА С РОЖДЕНИЕМ $b\bar{b}$ -ПАРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS (LHC)

А.М. СИРУНЯН, А.Р. ТУМАСЯН, В.А. ХАЧАТРЯН, С.А. ЧАТРЧЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.)

Исследован процесс образования $b\bar{b}$ -пары в жестком двухпомеронном обмене протонов на установке CMS для энергий ускорителя LHC $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Описан метод оценки вклада валентных партонных в структуру Померона. На примере данных H1 (DESY) для партонной структуры Померона выполнены расчеты с целью предсказать вклад жесткой (валентной) партонной компоненты в структуру Померона. Валентный партонный вклад оценивается на уровне 61%. Выполнена также реконструкция изучаемых событий жесткого двухпомеронного обмена с использованием пакета CMSSW. Метод может быть применен к имеющимся экспериментальным данным с установки CMS.

1. Введение

При столкновениях адронов высоких энергий наряду с жестким рассеянием имеют место и события, когда взаимодействующие адроны теряют очень малую долю первоначального импульса p_{init} ($p_{fin}/p_{init} > 0.9$). При этом в центральной области быстрот образуется система вторичных частиц (центральный кластер), изолированная от рассеянных пучковых частиц быстротными щелями (интервалы в пространстве быстрот, в которых нет вторичных частиц). В общем случае образование быстротных щелей обусловлено обменом нейтральными по цветовому заряду частицами: фотоном, W , Z -бозонами и, в частности, Помероном IP [1]. Такие процессы с участием фотонов и Померонов получили название процессов жесткого дифракционного рассеяния. Принято также называть такие процессы одно- и двухпомеронным обменом.

Гипотеза Померона была впервые предложена И. Померанчуком в 1958 г. для описания полного поперечного сечения адрон-адронных взаимодействий в пределе высоких энергий [2]. Дальнейшее развитие эта гипотеза нашла в теории Редже [3], в которой Померон – это "бесцветный", сильно-взаимодействующий объект с квантовыми числами вакуума. До тех пор, пока энергия взаимодействующих адронов не превосходила сотни ГэВ, Померон оставался гипотетическим объектом, обеспечивающим согласованность теоретических выкладок. Однако, ситуация стала меняться с того момента, как были достигнуты энергии взаимодействия в несколько сотен ГэВ и выше. Проявлением этого ста-

ло образование центрального кластера в процессах дифракционного рассеяния. Такое возможно, если имеет место взаимодействие на партонном уровне, иными словами, если Померон имеет внутреннюю партонную структуру. Гипотеза существования партонной структуры Померона была высказана в 1985 г. Г.Ингелманом и П.Шлейном [4] и получила свое подтверждение в последующих экспериментах в CERN [5,6], на HERA [7-9] и на Tevatron [10-12]. Широкая программа исследований дифракционных взаимодействий проводится и на ускорителе LHC [13].

В данной работе исследован процесс рождения $b\bar{b}$ кварковой пары в жестком двухпомеронном обмене протонов на установке CMS (LHC) [14]. Целью работы является анализ партонного состава Померона и оценка вклада жесткой партонной компоненты. Ранее такой анализ был проведен для оценки кварк-антикваркового вклада [15,16].

2. Рождение $b\bar{b}$ -пар в двухпомеронном обмене

В настоящей работе рассматривается возможность исследования партонной структуры померона на установке CMS. С этой целью был выбран процесс с рождением $b\bar{b}$ -пар с двухпомеронным обменом (ДПО) протонов:

$$p + p \rightarrow p + b + \bar{b} + X + p. \quad (1)$$

На рис.1 показан набор фейнмановских диаграмм, описывающих процесс (1) на древесном уровне.

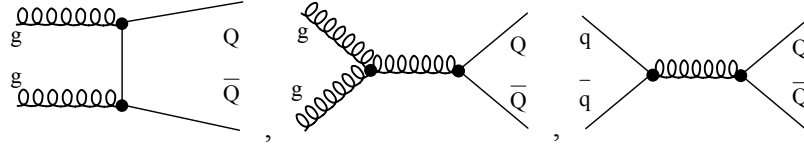


Рис.1. Фейнмановские диаграммы, описывающие процесс рождения $b\bar{b}$ -пар в pp -взаимодействиях на древесном уровне (плюс перестановки).

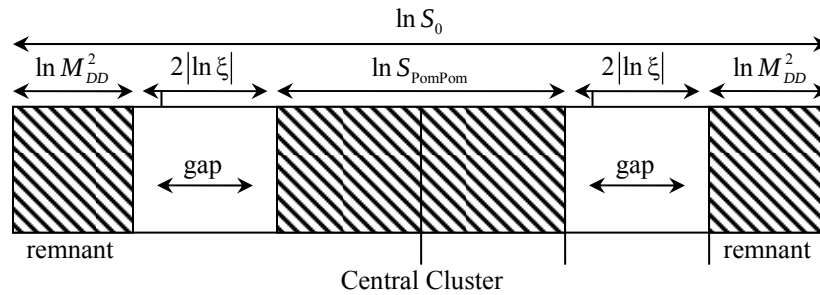


Рис.2. Типичная схема рождения $b\bar{b}$ -пар в процессе ДПО протонов. S_0 – энергия взаимодействия протонов, S_{PomPom} – энергия взаимодействия Померонов, M_{DD} – масса дифракционно-диссоциируемой системы, ξ – доля продольного импульса протона, уносимая Помероном.

На партонном уровне вклад в этот процесс дают как глюон-глюонные, так и кварк-антикварковые взаимодействия. Однако, при больших инвариантных массах тяжелой кварк-антикварковой пары $M_{Q\bar{Q}}$ вклад от взаимодействия кварка и антикварка оказывается подавлен фактором $1/M_{Q\bar{Q}}^2$.

На рис.2 показаны характерная структура изучаемого процесса и кинематические характеристики события: области дифракционного рассеяния, размер центральной области (области в которой происходит партонное взаимодействие), положения и размеры быстротных щелей и т.д.

2.1. Функции партонных распределений

Согласно гипотезе Редже-факторизации [17,18], дифракционная структурная функция $F_2^D(\xi, t, z, Q^2)$ может быть представлена как произведение функции распределения партонов в Помероне $P_{g/Pom}(z, Q^2)$ на фактор $F_{Pom/p}(\xi, t)$:

$$F_2^D(\xi, t, z, Q^2) = F_{Pom/p}(\xi, t) \otimes P_{g/Pom}(z, Q^2). \quad (2)$$

Здесь $\xi = 1 - x_F$ есть доля продольного импульса протона, уносимая Помероном (x_F – фейнмановская переменная), t – квадрат переданного поперечного импульса, z – доля импульса Померона, уносимая партоном (очевидно, что $x = z\xi$, где x – доля продольного импульса протона, уносимая партоном – участником обычного жесткого взаимодействия, а Q^2 – квадрат энергии, при которой оценивается эволюция партонного распределения).

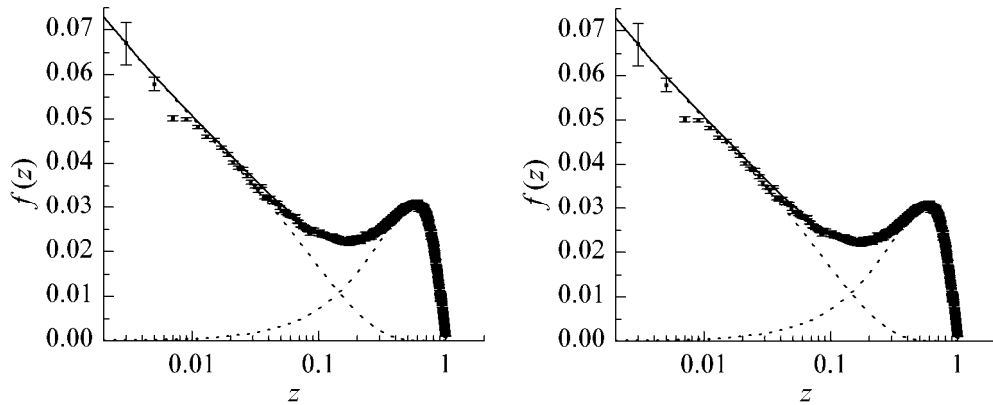


Рис.3. Результат фита данных N1 для кварков и глюонов.

Нашей целью будет исследование функции партонных распределений в Помероне $P_{g/Pom}(z, Q^2)$. Как и в предыдущих работах [15,16], определим “затравочные функции”, в “терминах” которых будем оценивать вклад партонных компонент. Для большей реалистичности вид “затравочных” функций получим путем фитирования данных коллаборации N1 [19] (см рис.3) следующей функцией:

$$f(X) = P_s X^{-a} (1-X)^b + P_v X^c (1-X)^d .$$

Величины $P_{s/v}$, a , b , c , d есть параметры фита, а вид слагаемых определяется из общих требований, накладываемых на функции распределения, а именно, обнуление при $z \rightarrow 1$ и рост при $z \rightarrow 0$. При таком выборе очевидно, что первое слагаемое будет описывать вклад мягких (“морских”) партонных, а второе – вклад жестких (“валентных”). В результате можем получить набор “затравочных” функций для кварков и глюонов, представленный в табл.1.

Табл.1. Набор "затравочных" функций партонных распределений в Помероне $zP(z, Q_0^2)$, полученный фитированием данных коллаборации H1 [19]. Предполагается, что кварковые и антикварковые распределения совпадают. $Q_0^2 = 75 \text{ ГэВ}^2$.

Область распределений	Кварки (антикварки)	Глюоны
Валентная, $z > 0.1$	$N_{v,q} z^{1.25} (1-z)$	$N_{v,g} z^{0.8} (1-z)$
Морская, $z < 0.1$	$N_{s,q} z^{-0.2} (1-z)^7$	$N_{s,g} z^{-0.3} (1-z)^5$

Теперь любая партонная функция Померона $zP_{v/s,q/g}(z, Q_0^2)$ может быть выражена в терминах двух “затравочных” функций: “валентной” и “морской” с разными весовыми коэффициентами $N_{v/s,q/g}$. Зная эти коэффициенты, можно определить вклад соответствующей компоненты $A_{v/s,q/g}$:

$$N_{v/s,q/g} \int_0^1 zP_{v/s,q/g}(z, Q_0^2) dz = A_{v/s,q/g} . \quad (3)$$

2.2. Полные поперечные сечения и распределения кинематических параметров

Для исследования партонной функции Померона было сгенерировано 50000 событий рождения $b\bar{b}$ -пар в процессе ДПО протонов (1) при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. В Монте-Карло расчетах были использованы генераторы процессов POMWIG-2.0-beta [20] и HERWIG-6.510 [21]. Необходимо отметить, что в POMWIG имеется возможность выбрать для генерации жестких дифракционных процессов партонные распределения в Помероне, полученные коллаборацией H1 [19] (set H1 2006 A). Именно этот вариант был выбран нами, как имитирующий экспериментальные данные для демонстрации предлагаемого в данной работе метода оценки вклада партонных.

В табл.2 приведены значения полных поперечных сечений процесса (1), полученные для “затравочных” функций (табл.1) и для партонных распределений "H1 2006 A" [19].

Нормированные распределения поперечных импульсов и псевдобыстрот $b, \bar{b}$ -кварков процесса (1) для выбранных функций партонных распределений показаны на рис.4.

Табл.2. Полные поперечные сечения процесса (1) для разных партонных распределений (нормировочные коэффициенты $N_{v/s,q/g} = 1$) и "H1 2006 A" при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Параметризация	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (нб), $N_{v/s,q/g} = 1$
Жесткий (валентный)	30.4 ± 0.3
Мягкий (морской)	234 ± 1.9
Жесткий + мягкий	502 ± 3.3
"H1 2006 A"	77 ± 0.7

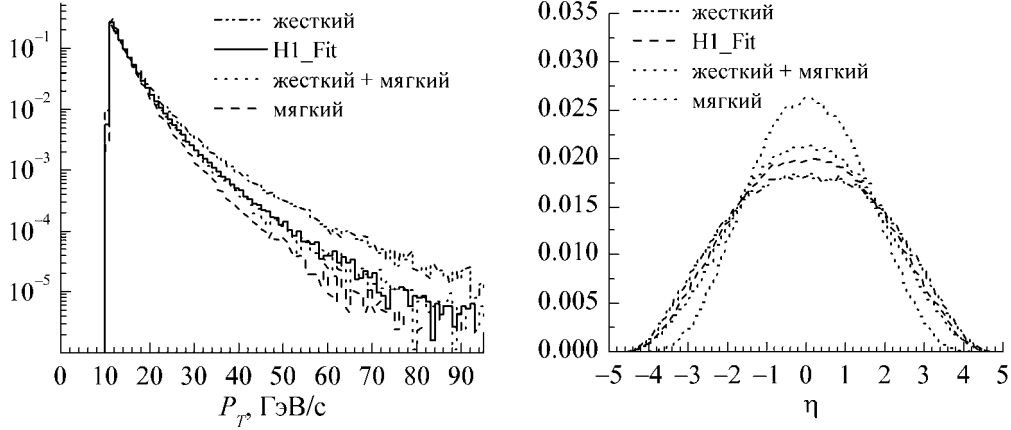


Рис.4. Нормированные распределения поперечных импульсов (а) и псевдобыстрот (б) bb -кварков при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

2.3. Оценка вклада валентной составляющей в партонную функцию Померона

Оценку вклада валентного и морского партонного составляющих в функцию партонных распределений $P_{q,g/Pom}(z, Q_0^2)$ проведем следующим образом. Приравняем полные поперечные сечения для "затравочных" функций к полному поперечному сечению для распределения "H1 2006 A":

$$\sigma_{v/s, q/g} = \sigma_{H12006A} \cdot$$

Поскольку в процессах ДПО полные сечения содержат в себе функции партонных распределений Померона во второй степени, то тем самым будут определены нормировочные коэффициенты $N_{v/s,q/g}$ в (3):

$$N_{v/s,q/g} = \sqrt{\sigma_{H12006A} / \sigma_{v/s,q/g}} \cdot$$

Следующим шагом является вычисление значения интеграла (3) для каждого случая ($v/s, q/g$). Соответствующие значения показаны в табл.3.

Как видно из данных, приведенных в табл.3, вклад валентной компоненты (кварки и глюоны вместе) в партонные распределения составляет более 60%, что достаточно близко к оценкам, приведенным в работе [19].

Табл.3. Оценка партонных вкладов $A_{v/s}$ в процесс (1) при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Кварки (анти-кварки)	$zP_{v,q}(z, Q_0^2)$	$zP_{s,q}(z, Q_0^2)$
$N_{v/s, q}$	1.6021	0.5786
$\int_0^1 zP(z, Q_0^2)dz$	0.1367	0.2227
Глюоны	$zP_{v,g}(z, Q_0^2)$	$zP_{s,g}(z, Q_0^2)$
$N_{v/s, g}$	1.6021	0.5786
$\int_0^1 zP(z, Q_0^2)dz$	0.1984	0.3768
Суммарный вклад	Валентные кварки и глюоны	Морские кварки и глюоны
$A_{v/s}$	61%	39%

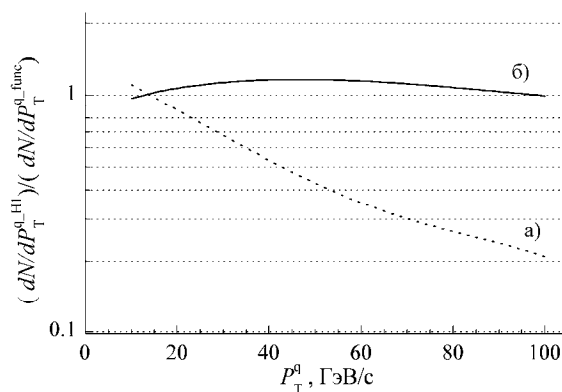


Рис.5. Отношение «экспериментального» (H1 2006A) нормированного распределения по поперечному импульсу b -кварков к базисным («жесткое» (а), «жесткое + мягкое» (б)) в зависимости от P_T .

Табл.4. Значения параметров фита.

Параметры фита $R = A + B \times P_T + C \times P_T^2 + D \times P_T^3$	Жесткое распределение	Мягкое распределение
A	1.411 ± 0.008	0.627 ± 0.023
B	$-0.0342 \pm 6.3144 \times 10^{-4}$	0.029 ± 0.002
C	$3.48 \times 10^{-4} \pm 1.3 \times 10^{-5}$	$1.052 \times 10^{-4} \pm 3.543 \times 10^{-5}$
D	$-1.3 \times 10^{-6} \pm 7.81 \times 10^{-8}$	$4.84 \times 10^{-8} \pm 2.125 \times 10^{-7}$

Рассмотрим отношение «экспериментального» (H1 2006 A) нормирован-

ного распределения по поперечному импульсу к базисным («жесткое», «жесткое + мягкое», см. табл.1). Соответствующие кривые, полученные фитированием степенной функцией $y = A + B_1x + B_2x^2 + B_3x^3$ представлены на рис.5. Значения параметров фита приведены в табл.4.

Отметим, что области распределения валентных партонов соответствует $P_T > 20$ ГэВ/с при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Вклад жесткой партонной компоненты был оценен как корень квадратный из отношения площадей фигур, ограниченных кривыми (б) и (а) (см рис.5). В результате получена оценка на уровне 64%, что хорошо согласуется с оценкой, полученной по полным поперечным сечениям.

3. Реконструкция событий

Рассмотрим рождение пары $b\bar{b}$ в процессе жесткого двухпомеронного обмена протонов на установке CMS при энергии LHC $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В результате процессов адронизации и фрагментации каждый из этих b -кварков рождает адронную струю. Таким образом, в конечном состоянии такого процесса будем иметь две струи, которые и детектируются в установке. Для регистрации струй используется анти- k_T кластерный алгоритм поиска струи с радиусом $R = 0.5$ [22].

Для генерации процесса, моделирования геометрии детектора, материалов, прохождения частиц внутри детектора, реконструкции событий и анализа данных использовался программный пакет CMSSW_3_8_7.

При реконструкции событий важна правильная идентификация струй от b -кварков (b -струй). Отметим, что струи регистрируются в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Это связано с тем, что алгоритм идентификации b -струй использует трековую информацию, а трекер покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.

Идентификация b -струй выполняется стандартным алгоритмом программного пакета CMSSW: “trackCountingHighEffBJetTags” [23]. В основе работы алгоритма используются свойства b -адронов: время жизни ($\sim 1.6 \times 10^{-12}$ сек), длина их пролета (~ 0.5 мм), а также характерное большое количество треков при их распаде (в среднем 5 заряженных треков).

Алгоритм идентификации b -струй имеет параметры [23], которыми можно варьировать эффективность и чистоту отбора b -струй. В данной задаче эффективность регистрации b -струй при поперечных импульсах > 20 ГэВ/с составила $\sim 33\%$. Эффективность регистрации струй других ароматов (u, d, s, c, g -струй) вместе взятых меньше 6%. С учетом этого эффективность регистрации процесса (1) составляет $\sim 11\%$. Эффективность же регистрации процессов, при которых в конечном состоянии есть две струи других ароматов, равна $\sim 0.3\%$. Такие события являются фоновыми для данного канала. Требование наличия в событиях двух b -струй и псевдобыстротной щели, характерной для дифракционных процессов, обеспечивает достаточную эффективность и чистоту для отбора данного канала.

Нормированные распределения поперечного импульса и псевдобыстроты b -струй при $P_T^{\text{Jet}} > 20$ ГэВ/с для различных функций партонного распределения Померона представлены на рис.6. Отметим, что здесь рассматриваются калориметрические струи без каких-либо энергетических коррекций.

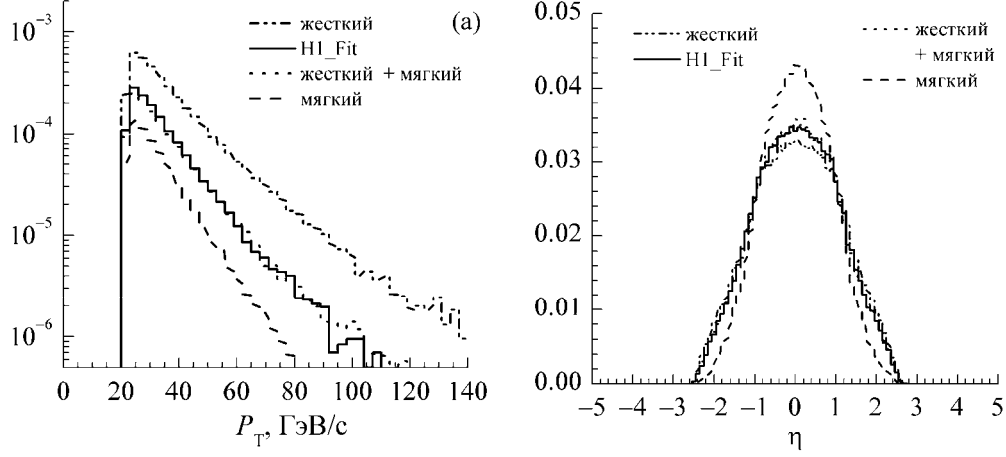


Рис.6. Нормированное распределение поперечного импульса (а) и псевдобыстроты (б) b -струй при ограничении $P_T^{\text{Jet}} > 20$ ГэВ/с.

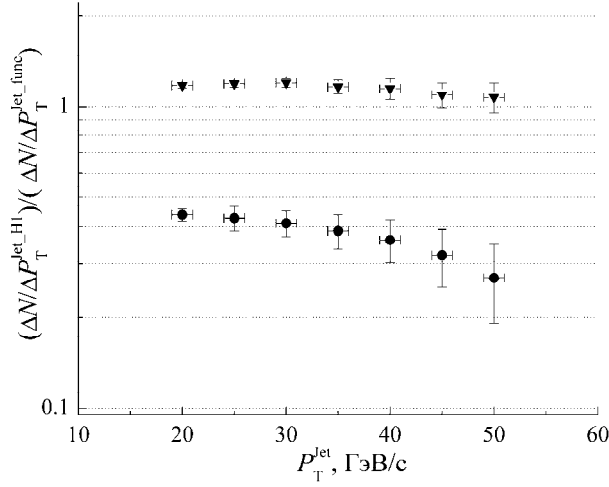


Рис.7. Отношение поперечных импульсов b -струй («жесткое» – кружки, «жесткое + мягкое» – треугольники) в интервалах по P_T (показаны статистические ошибки).

В разделе 2.2 представлены отношения распределений по поперечным импульсам «экспериментального» (H1 2006A) к базисным («жесткое» и «жесткое + мягкое») для b -кварков (см. рис.5). Аналогичные отношения можно вычислить для реконструированных b -струй. Эти отношения для реконструированных струй при разных значениях P_T^{Jet} приведены на рис.7.

Для оценки вклада валентной партонной компоненты в Помероне на основе распределений реконструированных b -струй необходимо установить соответствие между шкалами P_T^{Jet} и P_T^q , т.е. сделать калибровку шкалы поперечного импульса струй [24]. Калибровочные коэффициенты позволяют выполнить переход от шкалы поперечного импульса струи к шкале поперечного импульса кварка. Таким образом, полученные значения для отношений в интервалах по P_T^{Jet} (рис.7) можно представить на шкале P_T^q (рис.8).

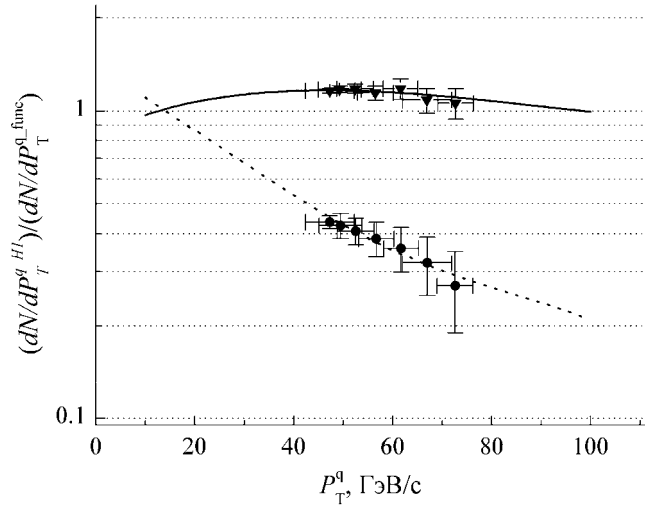


Рис.8. Значения отношений для реконструированных струй, представленных на рис.7, после калибровки шкалы P_T^{Jet} .

Как видно из рис.8, в пределах ошибок с использованием реконструированных данных можно воспроизвести сгенерированные распределения на партонном уровне и получить оценку вклада валентной партонной компоненты в Помероне.

4. Заключение

В данной работе проведен анализ партонного состава Померона и дана оценка вклада жесткой партонной компоненты. С этой целью рассмотрен процесс рождения $b\bar{b}$ -кварковой пары в жестком двухпомеронном обмене протонов на установке CMS при энергии взаимодействующих пучков $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. На основе метода, предложенного нами ранее в [15,16], получена оценка вклада жесткой партонной компоненты в структуру Померона, которая составляет ~64%.

Показано, что путем вычисления отношений экспериментальных распределений по поперечному импульсу к базисным («жесткое» и «жесткое+мягкое») можно также определить вклад валентной партонной компоненты в Помероне, который оценивается на уровне 61%.

Результаты реконструкции событий исследуемого процесса показали, что предложенный метод для определения валентного вклада партонов в Помероне можно использовать при анализе имеющихся экспериментальных данных с установки CMS.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Y.Dokshitzer, V.Khoze, S.Troyan.** Physics in Collision VI, Proceedings, Chicago, Illinois, 1986, ed. M.Derrick. World Scientific, Singapore, 1987, Yad. Fiz., **46**, 1220 (1987).
2. **I.Y.Pomeranchuk.** Sov. Phys. JETP, **7**, 499 (1958).
3. **P.D.B.Collins.** Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge University Press, 1977.
4. **G.Ingelman, P.Schlein.** Phys. Lett. B, **152**, 256 (1985).
5. **UA8 Collab, R.Bonio, et al.** Phys. Lett. B, **211**, 239 (1988); **UA8 Collab, A.Brandt, et al.** Phys. Lett. B, **297**, 417 (1992).
6. **A.Brandt et al.** Eur. Phys. J.C, **25**, 361 (2002); arXiv:hep-ex/0205037.
7. **H1 Collab, T.Ahmed, et al.** Phys. Lett. B, **348**, 681 (1995); Nucl. Phys. B, **429**, 477 (1995); Nucl. Phys. B, **439**, 471 (1995).
8. **P.Newman,** HERA inclusive diffraction and factorization tests, arXiv:0908.3410.
9. **ZEUS Collab, M.Derrick, et al.** Phys. Lett. B, **315**, 481 (1993); Phys. Lett. B, **332**, 228 (1994); Phys. Lett. B, **338**, 483 (1994); Phys. Lett. B, **369**, 55 (1996); Z. Phys. C, **65**, 379 (1995); Z. Phys. C, **68**, 569 (1995).
10. **CDF Collaboration.** Phys. Rev. D, **50**, 5535 (1994); Phys. Rev. Lett., **69**, 3704 (1992); **74**, 855 (1995); **CDF Collaboration.** Phys. Rev. Lett., **78**, 2698 (1997); **CDF Collaboration,** Phys. Rev. Lett., **79**, 2636 (1997).
11. **V.M.Abazov et al.** Phys. Lett. B, **574**, 169 (2003); arXiv:hep-ex/0308032; **T.Aolder, et al.** Phys. Rev. Lett., **85**, 4215 (2000); **F.Abe et al.** Phys. Rev.Lett., **74**, 855 (1995).
12. **D0 Collaboration,** Phys. Rev. Lett., **72**, 2332 (1994); **76**, 734 (1996).
13. **TOTEM Coll.** Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the Large Hadron Collider at CERN, CERN-LHCC-2004-002; TOTEM-TDR-001, CERN 2004.
14. **CMS Collaboration,** The CMS experiment at the CERN LHC, JINST 0803, S08004 (2008);
15. **S.Chatrchyan, V.Khachartyan, A.Sirunyan, A.Tumasyan,** Armenian Journal of Physics, **3**, 1 (2010); **S.Chatrchyan, G.Hmayakyan, V.Khachatryan, A.Sirunyan.** Studying quark-antiquark parton distribution in Double Pomeron Exchange". CMS AN-2008/067, CERN, Geneva, 2008.
16. **A.M.Сирунян, А.Р.Тумасян, В.А.Хачатрян, С.А.Чатрчян,** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 243 (2010).
17. **A.Donnachie, P.V.Landsho.** Phys. Lett. B, **191**, 309 (1987); Phys. Lett. B, **198**, 590 (1987); Phys. Lett. B, **296**, 227 (1992); Nucl. Phys. B, **244**, 322 (1984); Nucl. Phys. B, **267**, 690 (1986).
18. **G.Ingelman, K.Janson-Pritz,** in Proc. of the "Physics at HERA Workshop", ed. **W.Buchmuller, G.Ingelman,** Hamburg, 1992; Z. Phys. C, **58**, 285 (1993).
19. **H1 Collaboration, A.Aktas, et al.** Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Deep- Inelastic Scattering Cross Section at HERA, DESY06-049; hep-ex/0606004; (submitted to Eur. Phys. J.)
20. **B.E.Cox, J.R.Forshaw,** Comput. Phys. Commun., **144**, 104 (2002); hep-ph/0312273v1; (see <http://www.pomwig.com/>).
21. **G.Marchesini, B.R.Webber, G.Abbiendi, I.G.Knowles, M.H.Seymour, L.Stanco.** Computer Phys. Commun., **67**, 465 (1992); **Corcella, I.G.Knowles, G.Marchesini, S.Moretti, K.Odagiri, P.Richardson, M.H.Seymour, B.R.Webber,** JHEP, **0101**, 010

- (2001); hep-ph/0011363; hep-ph/0210213; (see <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/herwig65.html>).9.
22. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetAlgorithms>.
23. **A.Rizzi, F.Palla, G.Segneri.** Track impact parameter based b-tagging with CMS. CMS NOTE 2006/19. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WorkBookB Tagging>.
24. **CMS Collaboration.** Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS.CMS-JME-10-011 (CERN-PH-EP-2011-102, submitted to JINST), arXiv:submit/0286201 (2011).

**ՊՈՄԵՐՈՆԻ ՊԱՐՏՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԵՐԿՊՈՄԵՐՈՆԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆԱԿՈՒԹՅԱՄԲ $b\bar{b}$ -ԶՈՒՅԳԻ
ԾՆՄԱՆ ՊՐՈՅԵՍՈՒՄ CMS (LHC) ԳԻՏԱՓՈՐՁՈՒՄ**

Ա.Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ, Ա.Ռ. ԹՈՒՄԱՍՅԱՆ, Վ.Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս.Ա. ՉԱՏՐՉՅԱՆ

Հետազոտված է CMS (LHC) գիտափորձում $b\bar{b}$ -զույգի ծնումը պրոտոնների կոշտ երկ-պոմերոնային փոխանակման պրոցեսում $\sqrt{s} = 7$ ՏեՎ էներգիայի դեպքում: Նկարագրված է Պոմերոնի կառուցվածքում վալենտային պարտոնների ներդրման գնահատման մեթոդը: Պոմերոնի պարտոնային կառուցվածքի համար ունեցած H1 (DESY) տվյալների հիման վրա կատարվել են հաշվարկներ կոշտ (վալենտային) պարտոնային ներդրումը գնահատելու համար: Վալենտային պարտոնային ներդրումը գնահատվել է մոտավորապես 61%: Օգտագործելով CMSSW ծրագրային փաթեթը՝ մոդելավորված է հետազոտվող պրոցեսի դեպքերի վերականգնումը CMS գիտափորձում: Մեթոդը կարելի է կիրառել CMS գիտափորձից ստացած փորձարարական տվյալների համար:

**INVESTIGATIONS OF PARTON STRUCTURE OF THE POMERON IN A $b\bar{b}$ -PAIR
DOUBLE POMERON EXCHANGE PRODUCTION ON THE CMS (LHC)**

A.M. SIRUNYAN, A.R. TUMASYAN, V.A. KHACHATRYAN, S.A. CHATRCHYAN

Production of $b\bar{b}$ -pairs in the process of hard Double Pomeron Exchange (DPE) of protons is studied on the CMS (LHC) at energy $\sqrt{s} = 7$ TeV. The method for estimation of valent parton contribution in the Pomeron structure is developed. On the basis of H1 (DESY) data for parton distributions in the Pomeron the calculations were performed to predict the hard (valent) parton components in the Pomeron structure. The contribution of valent partons is estimated about 61%. Using program package CMSSW, the event reconstruction of studied process also was made. This method can be applied to the available experimental data from the CMS detector.

УДК 537.311

КАЛИБРОВКА АБСОЛЮТНОЙ ШКАЛЫ ЭНЕРГИИ СТРУИ НА УСТАНОВКЕ CMS (LHC) С ПОМОЩЬЮ ПРОЦЕССА $W \rightarrow q\bar{q}$ В pp -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

А.Р. ТУМАСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна

(Поступила в редакцию 2 марта 2012 г.)

Выполнена калибровка абсолютной шкалы энергии струи в эксперименте CMS с использованием событий с топ-кварками, включающих процесс распада W -бозона на два легких кварка (u, d, s, c). Используются экспериментальные данные по pp -столкновениям при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, соответствующие интегральной светимости 3 фб^{-1} . Калибровка выполняется для калориметрических, “Jet-Plus-Track” и “Particle-Flow” струй. Статистические погрешности калибровки, как и систематические неопределенности метода находятся в пределах 3%.

В работе представлены результаты из диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

1. Введение

Дефицит измеренной энергии адронных струй, собираемых различными алгоритмами, с использованием как реконструированных энергий, выделенных в ячейках калориметров, так и параметров треков заряженных частиц, достигает в эксперименте CMS нескольких десятков процентов [1,2]. Это требует введения поправок на измеренные энергии струй. Поправки могут быть получены с использованием физических процессов, в которых энергии струи и других регистрируемых объектов связаны однозначными соотношениями [3-6]. Примером таких процессов является рождение адронных струй при распаде W -бозона в однолептонных $t\bar{t}$ -событиях, когда рождаемые в жестком процессе pp -столкновения t -кварки распадаются на b -кварки и W -бозоны, один из которых распадается на мюон и нейтрино, а второй – на два легких кварка:

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+ \bar{b}W^- \rightarrow b\mu\bar{\nu}_\mu \bar{b}q\bar{q}. \quad (1)$$

Методика калибровки энергии струи с помощью таких событий и ее систематические погрешности детально анализировались путем Монте-Карло моделирования в работе [6]. В настоящей работе выполнена коррекция энергии струи данной методикой с использованием экспериментальных данных, полученных в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Анализ выполнен на примере анти- kt кластерного алгоритма поиска

струй [7] с радиусным параметром $R = 0.5$ в η - ϕ -пространстве. Рассмотрены три типа струй, используемых в эксперименте CMS, различающиеся включаемыми в них объектами, реконструированными разными детекторами: калориметрические струи (реконструируемые по энергиям, выделенным в башнях калориметров), “Jet-Plus-Track” струи [8] и “Particle-Flow” струи [9].

Для анализа событий использовались программы полного GEANT4 моделирования и реконструкции событий в детекторе CMS: CMSSW версии 4.2.4 patch2. Моделирование событий осуществлялось с использованием генератора PYTHIA 6.24 и программы CMSSW версии 3.8.6.

2. Отбор событий

В расчетах использовались события из указанных в табл.1 наборов данных, отобранные триггерами HLT-isoMu17-v2 (данные 2011A) и HLT-isoMu24-v9 (данные 2011B), содержащие изолированные мюоны с псевдобыстротой $|\eta^\mu| < 2.5$. На момент проведения анализа эти события являлись наиболее статистически значимыми среди пригодных для калибровки выборок.

Табл.1. Наборы данных, использованных при анализе.

Набор данных	Интегральная светимость, fb^{-1}
/SingleMu/Run2011A-PromptReco-v4/RECO	0.847
/SingleMu/Run2011B-PromptReco-v1/RECO	2.192

Для анализа отбирались события при следующих условиях:

- Наличие первичной вершины взаимодействия (“PV”), реконструированной с более чем тремя треками, с координатами относительно точки взаимодействия $|z| < 24$ см вдоль направления пучка и $|\rho| < 2$ см вдоль направления, перпендикулярного пучку.
- Наличие четырех или более "Particle-Flow" струй с поперечными энергиями больше 20 ГэВ в области псевдобыстрот $|\eta^{\text{jet}}| < 3$.
- Наличие только двух калориметрических b -струй (для идентификации b -струй использовался алгоритм trackCountingHighEffBJetTags [10] с ограничением на дискриминатор $\text{Disc} > 3$) с поперечными энергиями больше 15 ГэВ.
- Наличие дефицита поперечной энергии (Particle-Flow missing E_T) $E_T^{\text{missing}} > 10$ ГэВ.
- Наличие изолированного, одиночного мюона с поперечной энергией больше 17 ГэВ (данные 2011A) или 24 ГэВ (данные 2011B).

Эти условия подбирались из требования наибольшего подавления фоновых событий при сохранении достаточного для калибровки количества отобранных событий. Для повышения идентификации струй от распада W -бозона использовались дополнительные условия: в качестве таких струй брались струи с наибольшими поперечными энергиями, идентифицированные как не b -струи разность псевдобыстрот которых $\Delta\eta < 1.5$ (отметим, что струя идентифициру-

ется как не b-струя, если в пределах конуса $R = 0.3$ η - ϕ -пространства ей соответствует струя из коллекции trackCountingHighEffB-Jet Tags с поперечной энергией больше 15 ГэВ и с ограничением на дискриминатор $\text{Disc} < 1.7$),

3. Объекты калибровки

В качестве рекомбинационной схемы (правил объединения элементов струи) в эксперименте CMS используется E -схема [11]. При этом, в отличие от E_T -схемы, реконструированные струи получаются массивными (инвариантная масса всех частиц струи). 4-импульс такой струи можно представить в следующем виде:

$$P_\mu = (p_T \cos \phi, p_T \sin \phi, p_T \sinh \eta, E_T \cosh \eta). \quad (2)$$

Коррекцию вектора P_μ принято осуществлять одной мультипликативной поправкой k_{jet} на все его компоненты [1] (назовем такую коррекцию “ P_μ ”-калибровкой). При этом, так как энергия и импульс массивной струи не завязаны однозначным отношением, то такая калибровка не будет вполне корректна, если не учитывать зависимость поправки одновременно от поперечной энергии и импульса струи:

$$P_\mu^{\text{corr}} = P_\mu / k_{\text{jet}}, \quad k_{\text{jet}} = k_{\text{jet}}(E_T, p_T, \eta), \quad (3)$$

где P_μ^{corr} – 4-импульс струи после коррекции. Последнее обстоятельство существенно усложняет процедуру калибровки и требует ее упрощения.

Применяемый в настоящей работе метод позволяет выполнить отдельно калибровку энергии (“ E ”-калибровка) и импульса (“ P ”-калибровка) струи:

$$\text{“}E\text{”-калибровка: } E_T^{\text{corr}} = \frac{E_T}{k_{\text{jet}}(E_T, \eta)}; \quad \text{“}P\text{”-калибровка: } p_T^{\text{corr}} = \frac{p_T}{k_{\text{jet}}(p_T, \eta)}. \quad (4)$$

4. Калибровочные соотношения

Установка абсолютной шкалы энергии струи состоит в определении калибровочного коэффициента для перехода от измеренной поперечной энергии струи E_T к поперечной энергии партона-родителя струи (в данном случае кварка) E_T^q :

$$k_{\text{jet}}^{\text{true}}(E_T, \eta) = E_T / E_T^q. \quad (5)$$

Коррекция энергии струи с помощью событий (1) основана на сравнении инвариантной массы откалиброванных струи от распада W -бозона (m_{jj}^{corr}) с массой W -бозона [6,12]:

$$m_{jj}^{\text{corr}} = m_W. \quad (6)$$

При этом для расчета инвариантной массы струй от распада W -бозона (m_{jj}) используются следующие выражения:

$$m_{jj}^2 = E_{1T} E_{2T} f_{jj}^2 (1 + \delta_m^E + o(\delta)) \text{ или } m_{jj}^2 = p_{1T} p_{2T} f_{jj}^2 (1 + \delta_m^P + o(\delta)), \quad (7)$$

где

$$f_{jj}^2 = 2(\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)), \quad (8)$$

$$\delta_m^E = \delta_m^P - \delta_0, \quad \delta_m^P = \left(\frac{m_1^2}{E_1} + \frac{m_2^2}{E_2} \right) \frac{E_1 + E_2}{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2}, \quad \delta_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{m_1^2}{E_1^2} + \frac{m_2^2}{E_2^2} \right), \quad (9)$$

где E_1, E_2, E_{1T}, E_{2T} – энергии и поперечные компоненты энергий струй, $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, p_{1T}, p_{2T}$ – импульсы и поперечные компоненты импульсов, $\eta_1, \eta_2, \phi_1, \phi_2$ – псевдобыстроты и азимутальные углы, m_1, m_2 – массы первой и второй измеренной струи от распада W -бозона. Отметим, что учет поправок высших порядков $o(\delta)$ сохраняет δ_m^E и δ_m^P в пределах статистической ошибки.

В соответствии с (4), (6) и (9) можно написать

$$m_{jj}^{\text{corr}} = f_{jj} \sqrt{E_{1T} E_{2T}} / \sqrt{k_{\text{jet}}(E_{1T}, \eta_1) k_{\text{jet}}(E_{2T}, \eta_2)} = m_W (1 - \delta_m^E/2) \approx m_W. \quad (10)$$

Систематическая погрешность этого соотношения составляет $\delta_m^E/2 \sim 3\%$. Его вклад в калибровочные коэффициенты учитывается с помощью поправок, которые рассчитываются путем Монте-Карло моделирования.

Аналогичное соотношение можно написать для “ P ”-калибровки и для “ P_μ ”-калибровки.

5. Поправки шкалы энергии струи

Количество отобранных событий не позволяет с достаточной точностью найти значения $k_{\text{jet}}(E_T, \eta)$ в отдельных интервалах по поперечным энергиям и псевдобыстротам струй. Поэтому зависимость калибровочных коэффициентов от поперечных энергий и псевдобыстрот струй учитывалась с помощью поправки $C_{MC}(E_T, \eta)$:

$$k_{\text{jet}}(E_T, \eta) = k_0 C_{MC}(E_T, \eta), \quad (11)$$

которая определялась путем Монте-Карло моделирования.

Результаты расчетов калибровочных коэффициентов $C_{MC}(E_T, \eta)$ в отдельных интервалах по поперечной энергии и псевдобыстроте струй для “ E ”-калибровки представлены на рис.1. Аппроксимацией значений этих коэффициентов в фиксированных интервалах по псевдобыстроте струй получим калибровочные кривые, которые позволяют сделать Монте-Карло поправку при произвольных значениях поперечной энергии и псевдобыстроты струй. В случае калориметрических струй зависимость C_{MC} от E_T в каждом интервале η_i аппроксимировалась функцией

$$C_i(E_T) = A_1 + A_2 \ln((E_T + A_3)/A) - A_4/(E_T + A_0); \quad i = 1, 2, \dots, 26 \quad (12)$$

при фиксированных $A = 1$ ГэВ и $A_0 = 20$ ГэВ (рис.2а). В случае “Particle-Flow” и “Jet-Plus-Track”-струй использовалась функция

$$C_i(E_T) = B_1 + B_2 \exp((B - E_T)/B_3) - B_4/(E_T + B_0); \quad i = 1, 2, \dots, 26 \quad (13)$$

при фиксированных $B = 100$ ГэВ и $B_0 = 20$ ГэВ (рис.2б). Значения $A_1 - A_4$ и $B_1 - B_4$ определяются в каждом отдельном интервале. С учетом определений отдельных параметров, суммарная погрешность параметризации составляет $\sim 2.5\%$ для калориметрических струй, $\sim 0.5\%$ для Particle-Flow-струй и $\sim 1.5\%$ для "Jet-Plus-Track"-струй (рис.3). Коэффициенты для произвольных абсолютных значений псевдобыстрот определялись соотношением

$$C_{MC}(E_T, \eta) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{C_i(E_T)(\eta_{i+1} - \eta) + C_{i+1}(E_T)(\eta - \eta_{i-1})}{\eta_{i+1} - \eta_i}, & \eta_i < \eta < \eta_{i+1}, \quad i = 1, 2, \dots, 25 \\ C_1(E_T), & \eta < \eta_1, \\ C_{26}(E_T), & \eta \geq \eta_{26}, \end{array} \right\} \quad (14)$$

где η_i – η -координата середины башни с номером i .

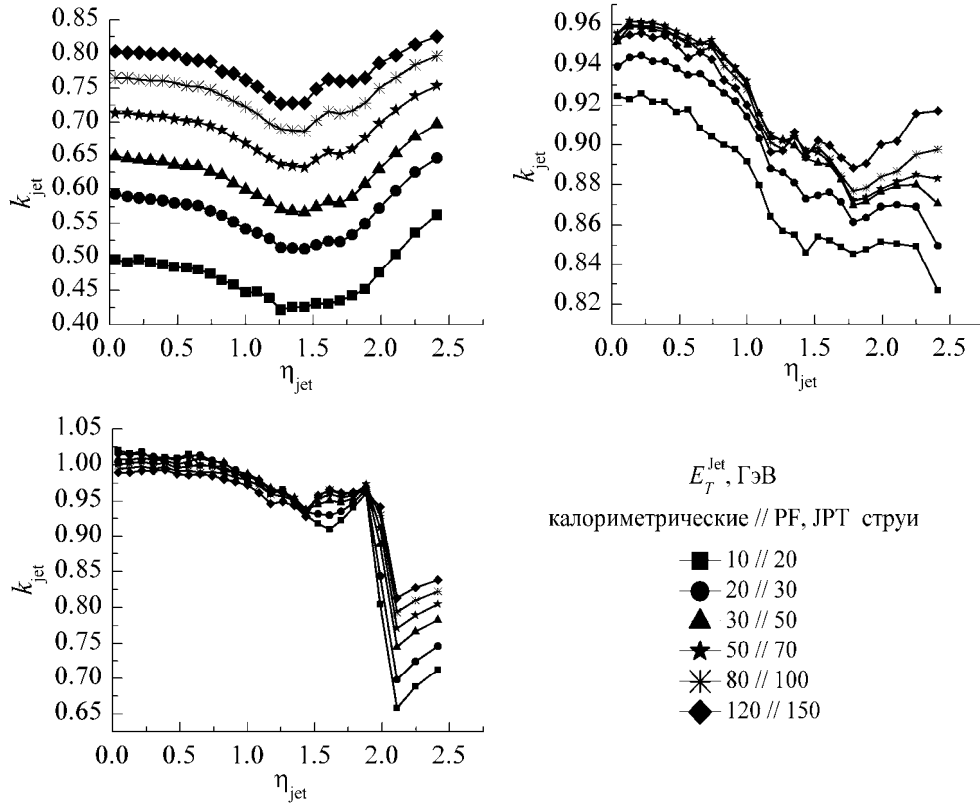


Рис.1. Значения калибровочных коэффициентов в зависимости от псевдобыстрот струй при разных поперечных энергиях струй. ($E_T = 10, 20, \dots, 120$ ГэВ в случае калориметрических струй (а) и $E_T = 20, 30, \dots, 150$ ГэВ в случаях "Particle-Flow" (б) и "Jet-Plus-Track" струй (в)).

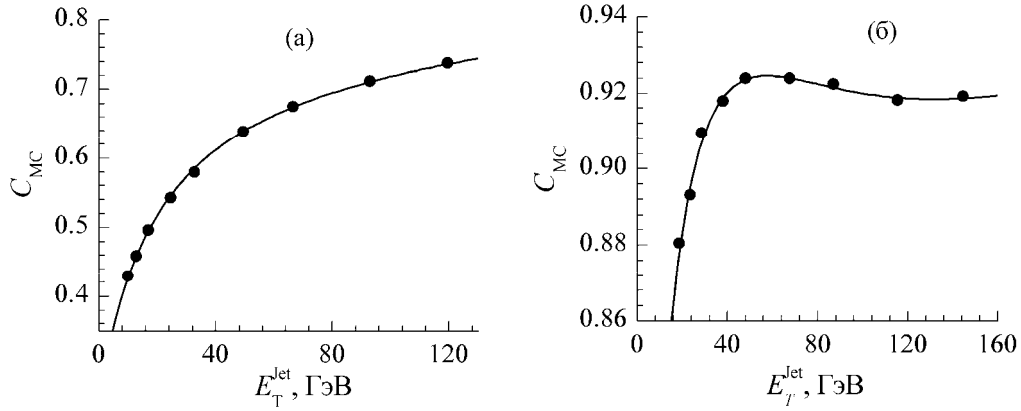


Рис.2. Зависимость калибровочных коэффициентов C_{MC} от поперечной энергии струи и аппроксимация функциями (12) и (13), соответственно, для калориметрических (а) и “Particle-Flow” струй (б).

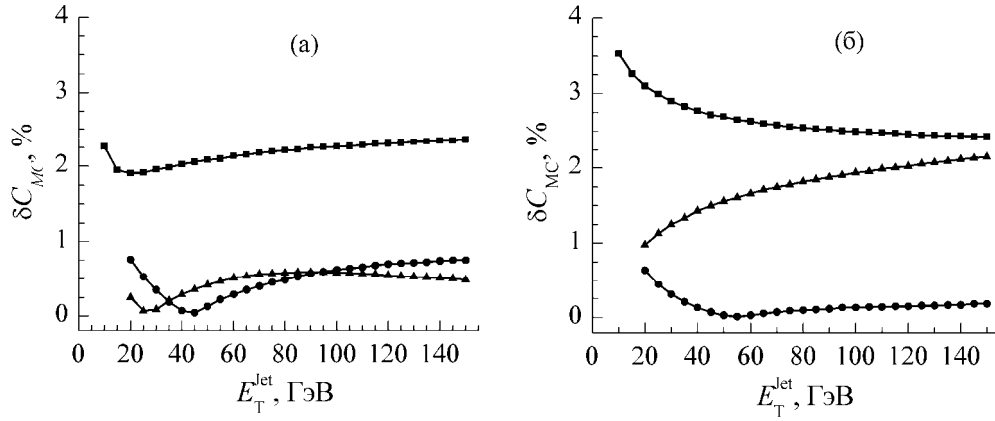


Рис.3. Погрешности калибровочных коэффициентов C_{MC} в зависимости от поперечной энергии струй при $\eta = 0$ (а) и $\eta = 2$ (б).

Значения коэффициентов C_{MC} для “E”-калибровки превышают соответствующие значения для “P”-калибровки от 0.1 до 1.8 % (рис.4).

После введения поправок C_{MC} на поперечные энергии струй с учетом (10) калибровочное соотношение (9) переписывается в виде

$$m_{jj}^{MC}/k_0 = m_W, \text{ где } m_{jj}^{MC} = f_{jj} \sqrt{\left(E_{1T}/C_{MC}(E_{1T}, \eta_1)\right)\left(E_{2T}/C_{MC}(E_{2T}, \eta_2)\right)}. \quad (15)$$

Значение k_0 находится по положению пика спектра инвариантных масс струй от распада W -бозона использованием экспериментальных данных. Значения k_0 без влияния дополнительных наложенных событий (pile-up) вычисляются путем линейной аппроксимации зависимости k_0 от числа реконструированных вершин (N_{PV}):

$$k_0(N_{PV}) = k_0^{noPU} (1 + \alpha(N_{PV} - 1)), \quad (16)$$

где k_0^{noPU} – значение k_0 без “pile-up”, $k_0(N_{PV})$ – значение k_0 при среднем количестве “ N_{PV} ” реконструированных вершин (рис.5).

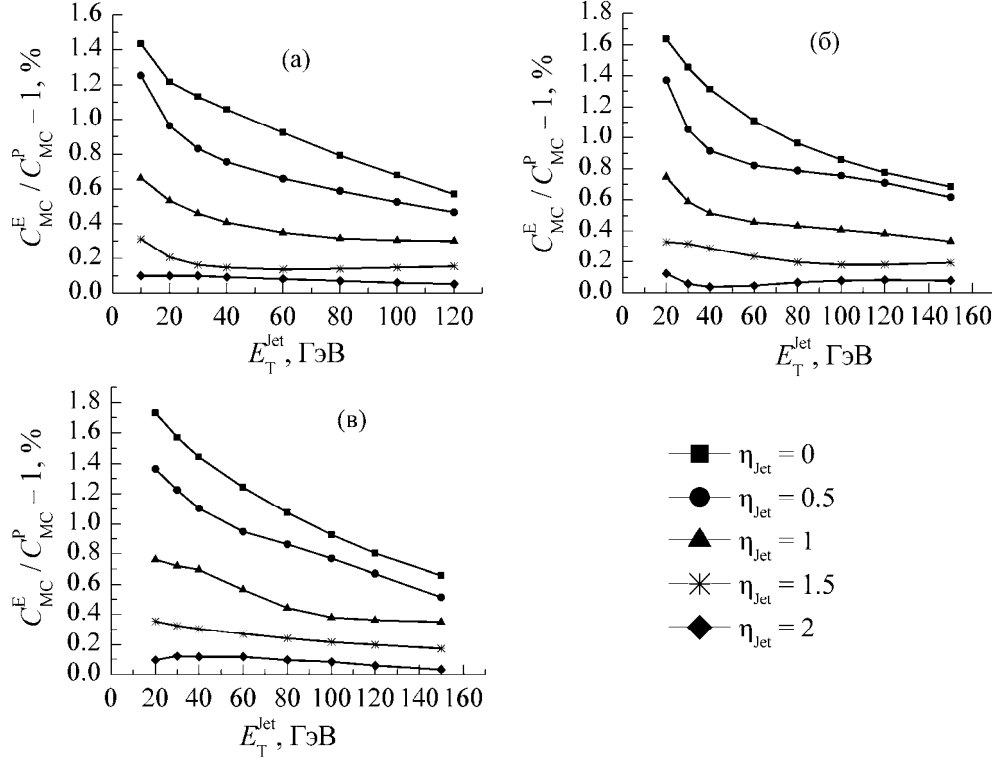


Рис.4. Разница между калибровочными коэффициентами C_{MC} для “E”- и “P”-калибровок в зависимости от поперечной энергии струи при разных значениях псевдобыстрот для калориметрических (а), “Particle-Flow” (б) и “Jet-Plus-Track” (в) струй.

Калибровка энергии струи на массу W содержит кроме $\delta_m^E/2$ ряд других систематических погрешностей, связанных с различными эффектами, детально исследованными в работе [6]. Путем моделирования событий (1) без дополнительных наложенных событий может быть рассчитан результирующий сдвиг Δk_0 шкалы энергии струи, обусловленный несовершенством данной методики:

$$\Delta k_0 = k_0^{\text{simul}} - k_0^{\text{true}}, \quad (17)$$

где k_0^{simul} определен на базе моделированных событий с использованием калибровочного соотношения (15), а k_0^{true} определен согласно определению (5) как

$$k_0^{\text{true}} = \langle E_T / C_{MC}(E_T, \eta) E_T^q \rangle. \quad (18)$$

После введения сдвига Δk_0 с учетом коррекции (16) для калибровочных коэффициентов $k_{\text{jet}}(E_T, \eta)$ согласно определению (11) получим

$$k_{\text{jet}}(E_T, \eta) = k_0^{\text{corr}} C_{MC}(E_T, \eta), \text{ где } k_0^{\text{corr}} = k_0^{noPU} - \Delta k_0. \quad (19)$$

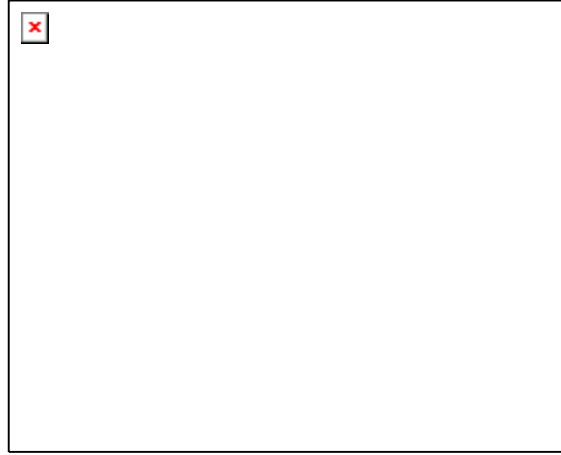


Рис.5. Значения калибровочных коэффициентов k_0 для данных 2011В с различным средним количеством реконструированных вершин ($N_{PV} = 6.93, 12.59$) и значения k_0 в точке $N_{PV} = 1$, рассчитанные путем линейной аппроксимации зависимости k_0 от N_{PV} для калориметрических (квадраты), “Particle-Flow” (кружки) и “Jet-Plus-Track” (треугольники) струй.

Значения полученных коэффициентов k_0 для “E”-, “P”- и “P_μ”-калибровки на базе экспериментальных данных и данных моделирования представлены в табл.2-4.

Табл.2. Значения коэффициентов k_0 для “E”-калибровки.

Струи	k_0^{simul}	Δk_0	k_0^{noPU}	k_0^{corr}
“Calo”	0.975 ± 0.003	-0.020 ± 0.003	0.989 ± 0.023	1.009 ± 0.026
“PF”	0.967 ± 0.003	-0.033 ± 0.003	0.969 ± 0.024	1.002 ± 0.027
“JPT”	0.960 ± 0.003	-0.036 ± 0.003	0.957 ± 0.023	0.995 ± 0.026

Табл.3. Значения коэффициентов k_0 для “P”-калибровки.

Струи	k_0^{simul}	Δk_0	k_0^{noPU}	k_0^{corr}
“Calo”	0.975 ± 0.003	-0.020 ± 0.003	0.989 ± 0.022	1.009 ± 0.025
“PF”	0.967 ± 0.003	-0.033 ± 0.003	0.976 ± 0.024	1.009 ± 0.027
“JPT”	0.960 ± 0.003	-0.036 ± 0.003	0.954 ± 0.023	0.992 ± 0.026

Табл.4. Значения коэффициентов k_0 для “P_μ”-калибровки.

Струи	k_0^{simul}	Δk_0	k_0^{noPU}	k_0^{corr}
“Calo”	1.008 ± 0.004	-0.013 ± 0.004	1.012 ± 0.020	0.999 ± 0.023
“PF”	1.000 ± 0.003	-0.000 ± 0.003	0.998 ± 0.017	0.998 ± 0.020
“JPT”	0.996 ± 0.003	-0.000 ± 0.003	0.974 ± 0.016	0.974 ± 0.019

Статистическая погрешность рассчитанных коэффициентов с использованием экспериментальных данных после всех этапов коррекции составляет $\sim 3\%$. Систематическая неопределенность методики, связанная с Монте-Карло параметризацией поправок $C_{MC}(E_T, \eta)$ составляет от 0.5 до 2.5 % для различных типов струй.

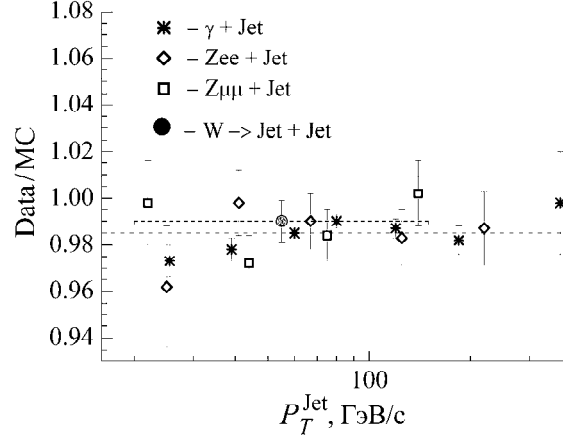


Рис.6. Коэффициенты коррекции абсолютной шкалы энергии струи, измеренные с использованием “ γ +jet” и “ Z +jet” событий [1] и событий $W \rightarrow \text{jet} + \text{jet}$.

Полученные значения для калибровочных коэффициентов k_0 хорошо согласуются с результатами калибровки с использованием других физических процессов, выполненных в коллаборации CMS [1] (рис.6).

6. Заключение

Путем восстановления инвариантной массы W -бозона, распадающегося на два кварка в одночармонных $pp \rightarrow t\bar{t}$ -событиях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, установлена абсолютная шкала энергии струи в эксперименте CMS. Расчеты выполнены с использованием Монте-Карло параметризации E_T - и η -зависимостей шкалы энергии струи на основе экспериментальных наборов данных, соответствующих интегральной светимости 3 fb^{-1} .

Калибровка выполнена на примере калориметрических, “Jet-Plus-Track” и “Particle-Flow” струй, реконструированных анти- kt кластерным алгоритмом поиска струй с радиусным параметром $R = 0.5$. Калибруемая область включает интервалы по псевдобыстротам $|\eta| < 2.5$ и по поперечным энергиям $20 \text{ GeV} < E_T < 150 \text{ GeV}$.

Систематическая неопределенность методики, после вычитания поправки, связанной с влиянием дополнительных наложенных событий, и учета систематического сдвига, связанного с калибровочным соотношением, обусловлена только погрешностью Монте-Карло параметризации, которая не превышает 2.5 %.

При наборе достаточной статистики будет возможным сделать калибровку в отдельных интервалах по поперечной энергии и псевдобыстроте струй на базе только экспериментальных данных, что позволит устранить модельную зависимость калибровки.

Полученные значения для калибровочных коэффициентов k_0 хорошо согласуются с результатами калибровки с использованием других физических процессов, выполненных в коллаборации CMS [1].

Автор выражает глубокую благодарность А.М. Сируняну (ННЛ им. А.И. Алиханяна), В.Ф. Конопляникову (ОИЯИ), А.В. Зарубину (ОИЯИ) и С.В. Шматову (ОИЯИ) за оказанную помощь в разработке методики, полезные обсуждения, поддержку и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. CMS Collaboration. Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS. CMS-JME-10-011 (CERN-PH-EP-2011-102, Submitted to JINST) arXiv:submit/0286201 (2011).
2. CMS Collaboration. Jet Reconstruction Performance at CMS. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-09-007 (2009).
3. V.Konopliyanikov, A.Ulyanov, O.Kodolova. Eur. J. Phys. C, **46**, 37 (2006).
4. I.A.Golutvin et al. Phys. Part. Nucl. Lett., **5**, 447 (2008).
5. J.D'Hondt et al. Light quark jet energy scale calibration using the W mass constraint in single-leptonic $t\bar{t}$ events. CMS NOTE-2006/025 (2006).
6. I.Altshibeev et al., Jet Energy Scale Calibration Using $W \rightarrow q\bar{q}$ Process. CMS IN-2011/010; Submitted to Phys. Part. Nucl. Lett., 2011.
7. M.Cacciari, G.P.Salam, G.Suyez. JHEP, **04**, 063 (2008). arXiv:0802.1189. doi:10.1088/112606708/2008/04/063.
8. CMS Collaboration. Jet Plus Track algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS. CMS Physics Analysis Summary. CMS-PAS-JME-09-002 (2009).
9. CMS Collaboration. Commissioning of the Particle-Flow Event Reconstruction in Minimum-Bias and jet Events from pp Collisions at 7 TeV. CMS Physics Analysis Summary. CMS-PAS-PFT-10-002 (2010).
10. A.Rizzi et al. Track impact parameter based b-tagging with CMS, CMS NOTE 2006/19.
11. A.Heister et al. Jet Reconstruction and Performance in the CMS Detector. CMS NOTE 2006/036 (2006).
12. А.Р.Тумасян. Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 313 (2011).

ABSOLUTE JET ENERGY SCALE CALIBRATION IN CMS DETECTOR (LHC) USING $W \rightarrow q\bar{q}$ PROCESS IN PP -COLLISIONS AT $\sqrt{s} = 7$ TeV

A.R. TUMASYAN

The calibration of absolute jet energy scale in CMS experiment at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the W mass constraint in $t\bar{t}$ events with $W \rightarrow q\bar{q}$ decay is made. Data sample with an integrated luminosity of 3 fb^{-1} is used. Calibration procedure is made for calorimetric jets, "Jet-Plus-Track" jets, and "Particle-Flow" jets. Statistical errors of calibration as well as systematical uncertainties of the method are up to 3%.

The results are abstracted from degree thesis.

УДК 621.373

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

А.Л. ГОГЯН¹, Н.В. СААКЯН^{1, 2, 3}, Ю.П. МАЛАКЯН^{1, 4}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Dipartimento di Fisica, Universita di Roma La Sapienza, Roma, Italy

³ICRANet, Piazzale della Repubblica 10, I-65122 Pescara, Italy

⁴Центр физики сильных полей, Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.)

Предложен метод оптического исследования радиочастотного (РЧ) излучения, основанный на когерентном эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). Показано, что в присутствии возмущающего атомную когерентность РЧ поля форма оптического пробного импульса, распространяющегося в среде из трехуровневых Λ -атомов в условиях ЭИП, модифицируется в однозначном соответствии с временной структурой РЧ импульса. Эффект чувствительно зависит от свойств импульса, что позволяет измерять его интенсивность и спектр. Метод может быть использован для записи и передачи РЧ информации на большие расстояния без потерь с помощью оптических импульсов.

1. Введение

В настоящей работе представлен принципиально новый метод исследования РЧ излучения с помощью оптического когерентного эффекта ЭИП [1,2]. Рассмотрим среду из четырехуровневых атомов (рис.1а), резонансно взаимодействующих с оптическими пробным и управляющим полями на переходах $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$, соответственно, а также с РЧ полем на переходе $4 \rightarrow 2$. В отсутствие РЧ поля среда прозрачна для пробного импульса на резонансной частоте перехода $1 \rightarrow 3$ благодаря атомной когерентности между основными состояниями атома 1 и 2, индуцированной лазерным управляющим полем, что составляет суть эффекта ЭИП. В настоящее время ЭИП имеет широкие применения в усилении нелинейных процессов [3-5], замедлении света [6-9], создании атомных часов [10], высокоточных магнитометров [11], стационарного света [12,13] и т.д. Однако эффект наблюдается в чистом виде только в атомах с тремя изолированными уровнями Λ , V и каскадного типа, в то время как в многоуровневых атомах взаимодействие с дополнительным полем нарушает атомную когерентность, что приводит к поглощению и сильной дисперсии пробного поля. В нашем случае поглощение пробного поля на переходе $1 \rightarrow 3$, которое отсутст-

вовало в условиях ЭИП, индуцируется резонансным РЧ полем. Причину поглощения легко понять в представлении одетых по РЧ полю состояний $|\pm\rangle = (|2\rangle \pm |4\rangle)/\sqrt{2}$ (рис.1б). Коэффициент поглощения пробного поля пропорционален квадрату рамановской расстройки, которая из-за расщепления уровня 2 теперь отлична от нуля: $(\delta_{\pm} = \omega_{\pm,1} - \omega_p + \omega_c \neq 0)$ и пропорциональна амплитуде РЧ поля и, следовательно, поглощение тем сильнее, чем больше интенсивность РЧ поля. Здесь $\omega_{p,c}$ – частоты пробного и управляющего полей, а $\omega_{\pm,1}$ – частота атомных переходов $|\pm\rangle \rightarrow 1$. Эта модификация пробного импульса в зависимости от параметров возмущающего РЧ поля может быть использована для эффективного управления оптическими свойствами среды, что для обсуждаемой здесь схемы было экспериментально показано в [14,15].

Аналогичные результаты были получены и в случае трехуровневых Λ -атомов с РЧ полем, которое резонансно действует на переходе $1 \rightarrow 2$ (рис.1а) [16]. В то же время этот эффект может быть применен для решения обратной задачи – исследования РЧ излучения по измерениям выходного оптического пробного импульса, что в литературе не обсуждалось и является целью настоящей работы. Мы покажем, что из-за нарушения ЭИП РЧ импульсом ее временная структура однозначно отображается на форме пробного импульса, что дает возможность восстановить РЧ импульс по выходным данным. Эта возможность будет продемонстрирована на простых примерах и будет рассмотрено влияние разных процессов, в том числе осцилляций Раби атомной населенности, замедления пробного импульса, распространяющегося с низкой групповой скоростью в условиях ЭИП. В общем случае учет амплитудной и фазовой флуктуаций РЧ поля требует программного решения задачи с классификацией вкладов разных эффектов, что является предметом дальнейших исследований.

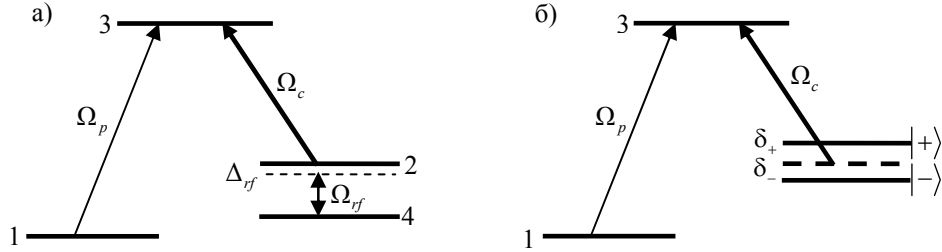


Рис.1. а) Взаимодействие четырехуровневого атома с тремя полями; б) то же самое в базисе одетых по РЧ полю состояний.

В следующем разделе мы описываем взаимодействие четырехуровневого атома с тремя полями в формализме атомной матрицы плотности с учетом релаксаций и выписываем уравнения Максвелла для пробного поля. В разделе 3 уравнения Блоха–Максвелла решаются численно с заданным РЧ импульсом, и находится пробный импульс на выходе из среды. Здесь же обсуждается модификация формы последнего в соответствии с временной структурой РЧ импульса. Последний раздел содержит заключительные замечания.

2. Взаимодействие РЧ поля с ЭИП системой

Амплитуды пробного и управляющего полей, распространяющихся в положительном направлении z , задаются в виде

$$E_i(z, t) = e_i E_i(z, t) \exp[i(k_i z - \omega_i t)] + \text{H.c.}, \quad i = p, c \quad (1)$$

с единичными векторами поляризации $\mathbf{e}_i$, а медленно меняющиеся амплитуды $E_i(z, t)$ описывают пространственно-временное распределение полей, которое для управляющего поля считается постоянным: $E_c(z, t) = E_c$. РЧ поле действует на электрически-дипольно запрещенном переходе $2 \rightarrow 4$ и индуцирует электрически-квадрупольный или магнитно-дипольный переход с частотой Раби $\Omega_{rf}(t)$, которая не зависит от z и выражается через временную огибающую РЧ импульса $f_{rf}(t)$ в виде $\Omega_{rf}(t) = \Omega_{rf} \sqrt{f_{rf}(t)}$, где $f_{rf}(t)$ нормирована как $\int_{-\infty}^{\infty} f_{rf}(t) dt = 1$.

Энергия взаимодействия атома с полями определяется частотами Раби этих полей: $\Omega_p(z, t) = \mu_{13} E_p(z, t) \exp(ik_p z) / \hbar$ и $\Omega_c(z) = \mu_{23} E_c \exp(ik_c z) / \hbar$, где μ_{ij} – атомный дипольный матричный элемент на переходе $i \rightarrow j$. Гамильтониан системы в резонансном приближении имеет вид

$$H = \hbar \Delta_p \sigma_{33} + \hbar \delta \sigma_{22} + \hbar (\delta - \Delta_{rf}) \sigma_{44} - \hbar (\Omega_p \sigma_{31} + \Omega_c \sigma_{32} + \Omega_{rf} \sigma_{24}) + \text{H.c.}, \quad (2)$$

где $\sigma_{jk} = |j\rangle\langle k|$ – атомные операторы, $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ и $\Delta_{rf} = \omega_{24} - \omega_{rf}$ – однофотонные расстройки, а рамановская расстройка $\delta = \Delta_p - \Delta_c$. Ниже для простоты принято $\Delta_p = \Delta_c = 0$. Мы пренебрегаем остаточным доплеровским уширением $|k_p - k_c|v$ на двухфотонном переходе $1 \rightarrow 2$ (v – средняя скорость атомов), учитывая малость разности частот $\omega_p - \omega_c$, а также доплеровским уширением на переходе $2 \rightarrow 4$ благодаря малости k_{rf} .

Эволюция системы описывается уравнением для матрицы плотности атома

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Lambda \rho, \quad (3)$$

где Λ – релаксационная матрица. В нашем случае оптическая релаксация среды определяется спонтанным распадом уровня 3 в основные состояния 1, 2 и 4 со скоростями γ_{31} , γ_{32} , и γ_{34} , соответственно, которые будем считать одинаковыми и равными $\gamma/3$, где γ – полная спонтанная ширина уровня 3. В отсутствие буферного газа мы пренебрегаем столкновительным уширением, учитывая низкую плотность числа атомов N . Релаксация низкочастотной когерентности $\gamma_c = \gamma_t + \gamma_d \ll \gamma$ между основными состояниями обусловлена выходом атомов из пробного лазерного пучка со скоростью γ_t и разными механизмами дефазировки γ_d . С учетом этих приближений уравнения для элементов матрицы плотности принимают вид

$$d\rho_{11}/dt = -2\text{Im}(\Omega_p \rho_{13}) + (\gamma/3)\rho_{33}, \quad (4a)$$

$$d\rho_{22}/dt = -2\text{Im}(\Omega_c\rho_{23} + \Omega_{rf}\rho_{24}) + (\gamma/3)\rho_{33}, \quad (4b)$$

$$d\rho_{44}/dt = 2\text{Im}(\Omega_{rf}\rho_{24}) + (\gamma/3)\rho_{33}, \quad (4c)$$

$$d\rho_{12}/dt = -i\Omega_p^*\rho_{32} + i\Omega_c\rho_{13} + i\Omega_{rf}^*\rho_{14} - \gamma_c\rho_{12}, \quad (4d)$$

$$d\rho_{13}/dt = -i\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_c^*\rho_{12} - \Gamma\rho_{13}, \quad (4e)$$

$$d\rho_{14}/dt = -i\Omega_p^*\rho_{34} + i\Omega_{rf}\rho_{12} + (i\Delta_{rf} - \gamma_c)\rho_{14}, \quad (4f)$$

$$d\rho_{23}/dt = -i\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_{rf}\rho_{43} + i\Omega_p^*\rho_{21} - \Gamma\rho_{23}, \quad (4g)$$

$$d\rho_{24}/dt = -i\Omega_c^*\rho_{34} - i\Omega_{rf}(\rho_{44} - \rho_{22}) + (i\Delta_{rf} - \gamma_c)\rho_{24}, \quad (4h)$$

$$d\rho_{34}/dt = -i\Omega_c\rho_{24} + i\Omega_{rf}\rho_{32} - i\Omega_p\rho_{14} + (i\Delta_{rf} - \Gamma)\rho_{34}, \quad (4i)$$

где $\Gamma = \gamma/2$, а сумма населенностей постоянна: $\sum_{i=1}^4 \rho_{ii} = 1$. Распространение пробного импульса задается уравнением Максвелла

$$\partial E_p / \partial z + (1/c)(\partial E_p / \partial t) = 2i\pi(\omega_p/c)P_p(z, t), \quad (5)$$

где поляризация среды P_p на частоте пробного поля определяется как

$$P_p(z, t) = \mu_{31}N\rho_{31}(z, t).$$

В нашу задачу не входит нахождение аналитического решения уравнений (4), (5), которое возможно существует в стационарном режиме, однако отсутствует в случае коротких РЧ импульсов с длительностью меньше или порядка времени жизни возбужденного состояния 3, который также будет рассмотрен ниже. Поэтому в следующем разделе мы представляем результаты численного интегрирования этих уравнений и проводим их анализ для реальных атомных систем.

3. Результаты и обсуждение

В качестве примера возможной реализации четырехуровневого атома рассмотрим D_1 переход атома рубидия ^{85}Rb со сверхтонкими и зеемановскими подуровнями основного состояния, причем выбор состояний 1, 2 и 4 зависит от длины волны РЧ излучения. Если его частота не превышает несколько сот МГц, то в качестве состояний 2 и 4 можно выбрать зеемановские подуровни состояния $5S_{1/2}$ ($F=1$), расщепленные на величину 100–300 МГц внешним постоянным магнитным полем с амплитудой до 330 Гс. При этом конфигурация уровней выглядит следующим образом. Пробное поле находится в резонансе с переходом $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$, а управляющее поле действует на переходе $5S_{1/2}(F=1, m) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$. Магнитная компонента РЧ поля связывает уровни $5S_{1/2}(F=1, m)$ и $5S_{1/2}(F=1, m \pm 1)$, где выбор зеемановского состояния m очевидным образом определяет поляризацию РЧ импульса. В случае сверхвы-

соких радиочастот (~ 3 ГГц) РЧ поле связывает уже сверхтонкие состояния $5S_{1/2}(F=1)$ и $5S_{1/2}(F=2, m)$, а управляющее и пробное поля действуют соответственно на переходах $5S_{1/2}(F=2, m) \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$, и $5S_{1/2}(F=2, m') \rightarrow 5P_{1/2}(F'=2)$, где $m' \neq m$.

Для численных расчетов мы будем использовать следующие параметры: длина кюветы с парами атомов ^{85}Rb $L=3$ см, плотность паров $N=3 \times 10^8$ см $^{-3}$, частота Раби управляющего поля $\Omega_c = 2\gamma$, где $\gamma = 2\pi \times 5.6$ МГц. Частоты Раби пробного и РЧ импульсов и их длительности будут приведены для каждого конкретного случая отдельно. Следует отметить, что длительность РЧ импульса ограничена снизу условием $\tau_{rf} \gg \omega_{rf}^{-1}$. Скорость релаксации низкочастотной когерентности между нижними метастабильными состояниями атома принята равной $\gamma_c = 0.01\gamma$, для уменьшения которой можно использовать буферный газ.

В настоящей статье мы ограничимся когерентными РЧ импульсами без фазовых флуктуаций. Сначала рассмотрим случай одиночного РЧ импульса. Мы предполагаем, что пробное и управляющее излучения получаются из одного лазерного источника с использованием электрооптической или акустооптической модуляции, так что их фазовые флуктуации компенсируют друг друга и не дают вклада в уширение линий переходов. Важно отметить, что поглощение пробного поля, индуцированного РЧ импульсом, не зависит от относительной фазы оптических и РЧ полей [14], интерференция между которыми внесла бы дополнительные трудности при определении параметров РЧ импульса. Мы рассматриваем достаточно длинные импульсы пробного поля с почти постоянной интенсивностью, чтобы избежать эффекта включения и выключения поля. На рис.2а показан выходной пробный импульс с длительностью $\sim 30\gamma^{-1}$, модифицированный под действием одиночного гауссова РЧ импульса $f_{rf}(t) = \exp(-t^2/\tau_{rf}^2)$ с длительностью $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$ для двух значений однофотонной расстройки $\Delta_{rf} = 0$ (сплошная кривая) и $\Delta_{rf} = 2\gamma$ (штриховая). В случае $\Delta_{rf} = 0$ в области РЧ импульса резонанс поглощения имеет гауссову форму примерно с той же длительностью τ_{rf} , причем глубина провала поглощения пропорциональна Ω_{rf}^2 , что дает возможность измерить интенсивность РЧ импульса. Поглощение сопровождается переходом некоторого количества атомов из начального состояния 1 в состояния 2 и 4 (рис.2б). На заднем крыле резонанса наблюдаются колебания интенсивности пробного поля, что обусловлено осцилляциями Раби населенности атома между состояниями 2 и 1 с частотой Ω_c . Осцилляции затухают со скоростью γ и, как увидим ниже (см. рис.4), отсутствуют в случае длинных РЧ импульсов с $\tau_{rf} \gg \gamma^{-1}$. В случае $\Delta_{rf} = 2\gamma$ поглощение пробного поля и перенос населенности атома почти отсутствуют, хотя осцилляции в области РЧ импульса усиливаются из-за ненулевой расстройки Δ_{rf} . Такая чувствительная зависимость поглощения пробного поля от Δ_{rf} позволяет использовать нашу схему для измерения спектра РЧ поля, сканируя частоту атомного перехода $2 \rightarrow 4$ с помощью внешнего магнитного поля.

Для исследования возможности восстановления временной формы РЧ излучения рассмотрим последовательность двух когерентных РЧ импульсов с

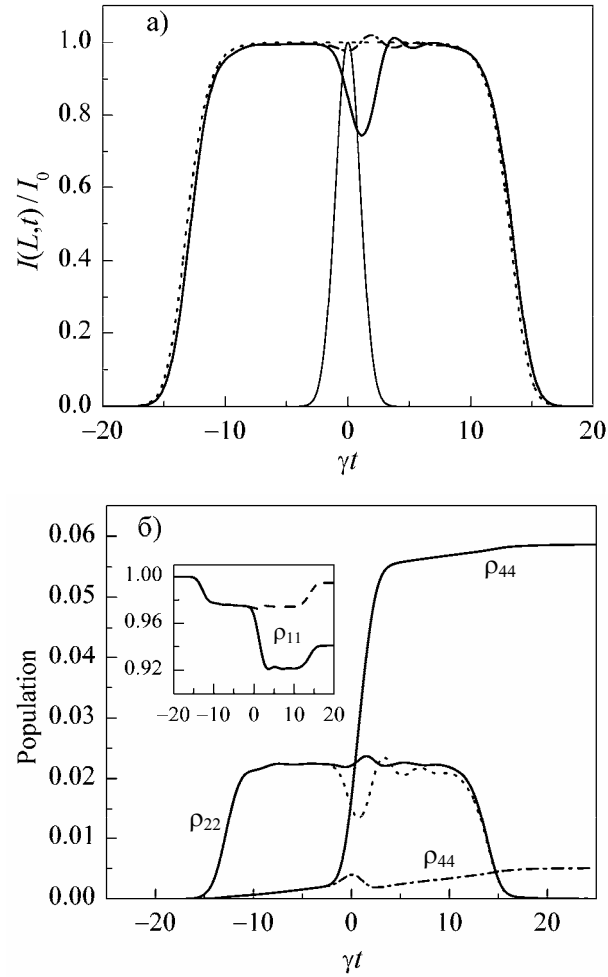


Рис.2. а) Выходная интенсивность пробного поля при расстройке РЧ импульса. Точками показана начальная интенсивность пробного поля, а тонкой кривой – гауссов РЧ профиль $f_{rf}(t)$ с $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$; б) населенности атома как функции от времени при $\Delta_{rf} = 0$ (сплошные линии) и $\Delta_{rf} = 2\gamma$ (штриховые). Другие параметры: $|\Omega_p| = 0.3\gamma$, $\Omega_{rf} = 0.5\gamma$, $L = 3$ см.

одинаковой длительностью $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$ (рис.3а). Как видно, эта структура отображается на форме пробного импульса в виде двух провалов поглощения, которые, однако, не симметричны. Индуцированное вторым РЧ импульсом поглощение значительно сильнее первого, хотя естественно было ожидать уменьшения поглощения, поскольку число атомов в состоянии 1 уменьшается после прохождения первого импульса. Этот эффект, однако, легко объясняется тем, что второй РЧ импульс индуцирует не только линейное поглощение пробного поля, но также его преобразование в РЧ излучение за счет параметрической связи между тремя полями $\partial E_p / \partial z \sim -i\Omega_c \Omega_{rf} \rho_{41}$, где низкочастотная когерентность ρ_{41} создается первым РЧ импульсом и, медленно затухая со скоростью γ_c , оста-

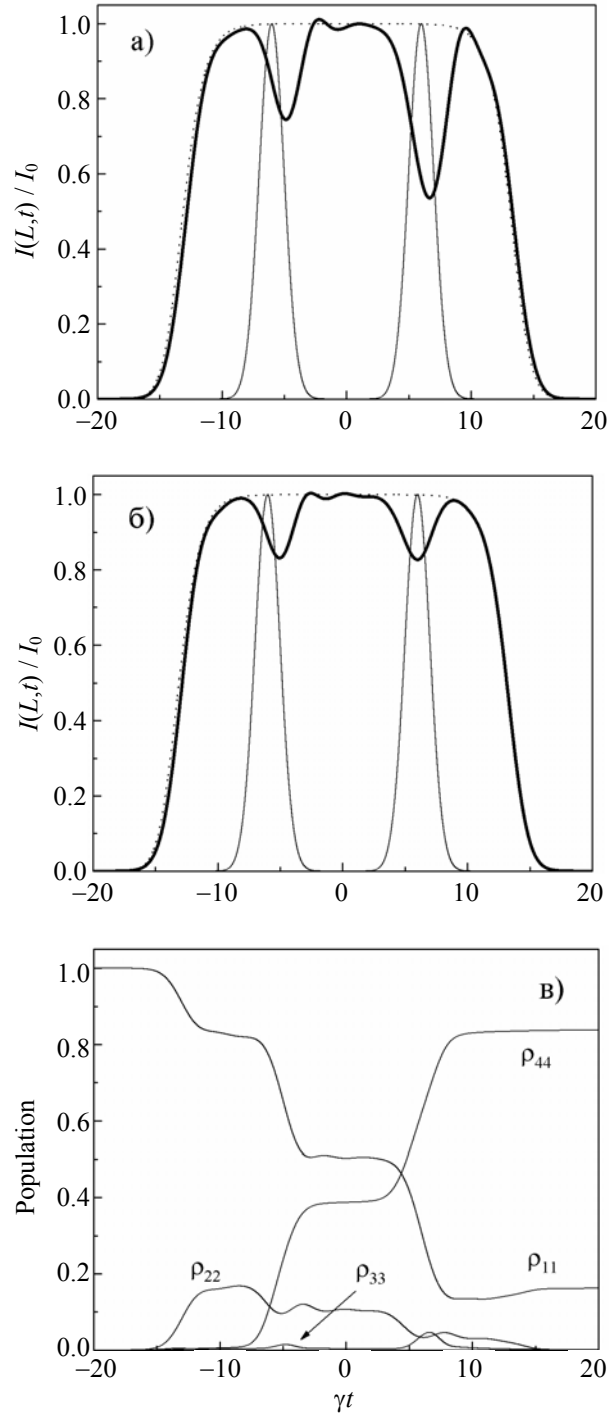


Рис.3. Выходная интенсивность пробного поля (жирная сплошная линия) в случае двух последовательных гауссовых РЧ импульсов (тонкие сплошные линии) с $\tau_{rf} = 2\gamma^{-1}$ для $\Omega_{rf} = 0.5\gamma$, $L = 3$ см и $|\Omega_p| = 0.3\gamma$ (а), $|\Omega_p| = 0.9\gamma$ (б). Точками показана начальная интенсивность. Для случая (б) атомные населенности приведены в (в).

ется все еще значительной в области действия второго импульса. Однако с ростом интенсивности пробного поля состояние 1 заметно истощается уже первым РЧ импульсом (рис.3в), так что второй резонанс поглощения пробного поля на рис.3б обусловлен только параметрической перекачкой энергии и поэтому меньше, чем в случае рис.3а.

В случае длинных РЧ импульсов и большого времени задержки τ_d между ними ($\tau_{rf}, \tau_d \geq \gamma_c^{-1} \approx \gamma^{-1}$) эффекты когерентности отсутствуют из-за релаксации (рис.4), и уменьшение второго резонанса поглощения пробного поля легко объясняется уменьшением ρ_{11} .

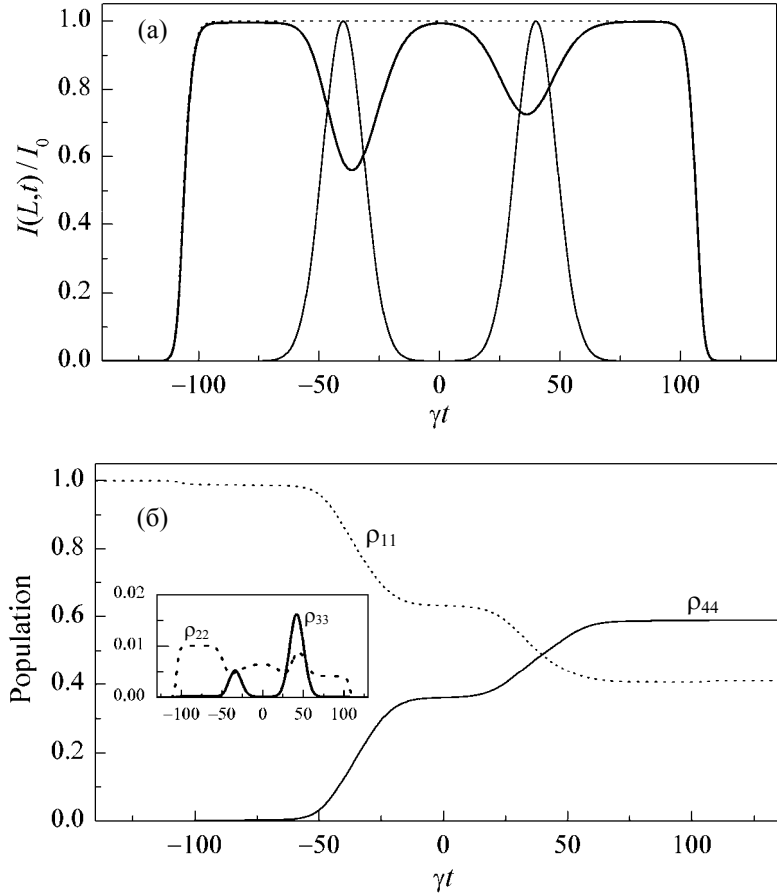


Рис.4. Выходная интенсивность пробного поля (жирная сплошная линия) в случае длинных РЧ импульсов (тонкие сплошные линии) с $\tau_{rf} = 17\gamma^{-1}$ для $\Omega_{rf} = 0.5\gamma$, $|\Omega_p| = 0.3\gamma$, $L = 2$ см (а) и атомные населенности (б).

Заметим, что развитый здесь метод может быть использован для записи РЧ информации на оптический импульс, что позволит передать ее по коммуникационным сетям с помощью оптических импульсов, в том числе с малыми потерями.

4. Заключение

Нами предложен метод оптического измерения характеристик РЧ излучения на основе ЭИП в атомах Rb. Мы показали, что временная структура когерентного РЧ импульса однозначно отображается на интенсивности пробного поля, и обсудили разные эффекты, влияющие на эту модификацию, знание которых позволяет точно измерить интенсивность и спектр РЧ поля. Некоторые вопросы требуют дополнительного исследования, в частности, относительное смещение РЧ пиков и резонансов поглощения пробного поля, которое, как мы полагаем, обусловлено сильной дисперсией, вызванной РЧ полем. Предложенный метод отображения РЧ импульса может быть использован для записи и передачи РЧ информации на большие расстояния без потерь с помощью оптических импульсов.

Авторы признательны А.А. Ахумяну за ценные замечания. Работа выполнена в рамках программы Международной лаборатории (CNRS-France &SCS-Armenia) IRMAS, а также частично финансировалась Седьмой Рамочной Программой (FP7/2007-2013) Евросоюза в рамках грантового соглашения №295025.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
2. **S.E.Harris.** Phys. Today, **50**, 36 (1997).
3. **S.E.Harris, L.V.Hau.** Phys. Rev. Lett., **82**, 4611 (1999).
4. **M.M.Kash et al.** Phys. Rev. Lett., **82**, 5229 (1999).
5. **H.Wang, D.Goorskey, M.Xiao.** Phys. Rev. Lett., **87**, 073601 (2001).
6. **D.A.Phillips et al.** Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001).
7. **A.V.Turukhin et al.** Phys. Rev. Lett., **88**, 023602 (2001).
8. **L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behroozi.** Nature (London), **397**, 594 (1999).
9. **D.Budker, D.F.Kimball, et al.** Phys. Rev. Lett., **83**, 1767 (1999).
10. **J.Kitching, S.Knappe, L.Hollberg.** Appl. Phys. Lett., **81**, 553 (2002).
11. **P.D.D.Schwindt et al.** Appl. Phys. Lett., **85**, 6409 (2004).
12. **M.Bajcsy et al.** Nature (London), **426**, 638 (2003).
13. **A.Andre, M.Bajcsy, A.S.Zibrov, M.D.Lukin.** Phys. Rev. Lett., **94**, 063902 (2005).
14. **M.Lukin, S.Yelin, M.Fleischhauer, M.Scully.** Phys. Rev. A, **60**, 3225 (1999).
15. **Yu.Rostovtsev, Z.-E.Sariyanni, M.Scully.** Phys. Rev. Lett., **97**, 113001 (2006).
16. **H.Li et al.** Phys. Rev. A, **80**, 023820 (2009).

STUDY OF RADIOFREQUENCY RADIATION BY MEANS OF OPTICAL EFFECT OF ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY

A.L. GOGYAN, N.V. SAHAKYAN, Yu.P. MALAKYAN

We propose a method for all-optical investigation of radiofrequency (RF) radiation based on the coherent effect of electromagnetically induced transparency (EIT). It is shown that in the presence of perturbation of atomic coherence by RF field, the shape of probe pulse propagating in a three-level Λ -type atomic medium under EIT conditions is modified correspondingly with the temporal structure of RF pulse. The effect is sensitive to the parameters of the pulse, which allows measuring the intensity and spectrum of RF pulse. The method can be used for storage and lossless transfer of RF information over long distances using optical pulses.

УДК 621.372

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОННО-ЗАПРЕЩЕННУЮ ЗОНУ ХИРАЛЬНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

К.Р. АЛЛАХВЕРДЯН

Ереванский государственный университет, Армения

Университет Лаваль, Квебек, Канада

(Поступила в редакцию 24 февраля 2012 г.)

Экспериментально исследовано влияние внешнего электрического поля на границы фотонной запрещенной зоны хирального жидкого кристалла. Показано, что используя хиральный жидкий кристалл с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и гомеотропными граничными условиями, можно увеличить резкость границ фотонной запрещенной зоны внешним электрическим полем и тем самым управлять ее спектральной шириной.

1. Введение

В современной фотонике (линейной и нелинейной оптике, лазерной физике и т.д.) ведущее место занимает создание тонкопленочных, низкопороговых, компактных и малоэнергоемких элементов для управления поляризацией, направлением распространения, спектром и другими параметрами световых, а также лазерных пучков. С этой точки зрения очень интересны и в последнее время привлекают большое внимание исследователей фотонные кристаллы [1]. В частности, это те фотонные кристаллы, параметрами и свойствами которых можно легко управлять внешними воздействиями. Это позволяет управлять поляризацией, спектрами пропускания и отражения проходящего через кристалл света и т.д. [2]. Отмеченных выше целей можно достигнуть, в частности, с помощью хирального жидкого кристалла (ХЖК), параметрами которого, как известно, легко управлять внешними воздействиями [3,4].

Тонкие пленки ХЖК, в параллельных к ограничивающим стенкам плоскостях (в мономолекулярных слоях) очень похожи на нематический жидкий кристалл (НЖК), т.е. в плоскостях, параллельных стенкам ячейки, молекулы в среднем ориентированы в одном и том же направлении, параллельно стенкам ячейки. Среднее направление ориентации молекул жидкого кристалла принято называть директором [5]. При переходе от одного мономолекулярного слоя к соседнему директор ХЖК поворачивается на небольшой угол α (0.05° – 0.5°), образуя закрученную, спиральную структуру. Расстояние между мономолеку-

лярными слоями, на котором директор поворачивается на угол 360° , является одним из важнейших характеристик ХЖК и называется шагом холестерической спирали.

Если пространственная периодичность ХЖК (т.е. шаг спирали) порядка длины волны видимого света, то для света с соответствующей циркулярной поляризацией создаются условия для брэгговского дифракционного отражения (циркулярный дихроизм) [5]. Длина волны брэгговского отражения определяется формулой $\lambda_0 = \bar{n}p$, где $\bar{n}$ – средний показатель преломления ХЖК. Дифракционное отражение от слоя ХЖК наблюдается в спектральном диапазоне $\Delta\lambda = np$, где Δn – двулучепреломление ХЖК. Селективно отражается та циркулярно поляризованная волна, знак которой противоположен знаку винта спирали ХЖК. Селективное отражение света от слоя ХЖК в спектре проходящего света для определенной поляризации приводит к появлению фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ), которая позволяет эти среды отнести к классу одномерных ФК [4].

При соответствующей степени чистоты тонкие слои ХЖК для видимого света обладают достаточной для практических применений лучевой прочностью. Однако, нежелательное рассеяние света на неоднородностях структуры ХЖК (в частности, на дефектах) значительно уменьшает резкость границ ФЗЗ и увеличивает спектральную ширину ФЗЗ. Увеличение ФЗЗ из-за возникновения в слое ХЖК структурных дефектов усложняет ее тонкое управление, поскольку со временем дефекты могут перемещаться [6,7], могут возникать и исчезать самопроизвольно, без каких-нибудь внешних воздействий. В результате этого резкость границ ФЗЗ ХЖК может беспорядочно меняться. Вышесказанное является серьезной трудностью при создании тонкопленочных жидкокристаллических оптических элементов: низкопороговых лазеров [4], модуляторов света [8,9] и т.д.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование воздействия внешнего электрического поля на ФЗЗ ХЖК. Впервые экспериментально показано, что, используя ХЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и гомеотропными граничными условиями, можно увеличить резкость границ ФЗЗ внешним электрическим полем. Показано, что это позволяет управлять спектральной шириной ФЗЗ.

2. Результаты и обсуждение

Основными причинами нежелательного рассеяния света в слое ХЖК являются неоднородности ориентации молекул и дефекты в структуре ХЖК. Обычно размеры неоднородностей ориентации в ХЖК сравнимы с длиной волны света. Для исследования увеличения резкости границ и уменьшения спектральной ширины ФЗЗ ХЖК внешним электрическим полем, в работе были использованы ячейки ХЖК с планарными и гомеотропными граничными условиями и с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} < 0$, где $\varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{\perp}$ – диэлектрические проницаемости среды вдоль и

перпендикулярно длинным осям молекул, соответственно).

Как известно, молекулы жидкого кристалла с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости своими длинными осями устанавливаются перпендикулярно напряженности приложенного электрического поля. Это означает, что приложенное к слою ХЖК электрическое поле, напряженность которого направлена вдоль оси холестерической спирали, не "разрушает" периодическую структуру ХЖК, а, наоборот, "закрепляет" ее. Поскольку в спиральной структуре (в идеальном случае) все молекулы параллельны подложкам ячейки, то те молекулы, которые по разным причинам имеют другое направление ориентации (в частности, молекулы, образующие дисклинационные линии), под воздействием электрического поля стремятся установиться параллельно подложкам ячейки и будут "привлечены" в спиральную структуру ХЖК. Более того, можно ожидать, что будет уменьшаться вероятность флуктуационного выхода длинных осей молекул от плоскости мономолекулярного слоя ХЖК, что приведет к более совершенной спиральной структуре с более высокой степенью ориентации. Таким образом, можно ожидать, что действие внешнего электрического поля будет уменьшать смещения молекул от периодической спиральной структуры. Следовательно, уменьшится нежелательное рассеяние света на дефектах и флуктуациях директора ХЖК и увеличится резкость границ фононной запрещенной зоны.

В эксперименте был использован ХЖК СВ-15 фирмы "Merck" с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и с ФЗЗ в видимой части спектра (~520–560 нм). Были исследованы ячейки ХЖК как с планарными, так и с гомеотропными граничными условиями.

При планарной ориентации ситуация сравнительно ясная: молекулы ХЖК, находящиеся в слое вблизи подложек ячейки, ориентируются параллельно подложкам, своими длинными осями вдоль легкой оси (вдоль направления микрополировки подложки). Молекулы следующих мономолекулярных слоев ХЖК также параллельны стенкам ячейки и ориентированы в одном и том же направлении, однако это направление поворачивается на некоторый угол при переходе от одного слоя к соседнему, образуя закрученную периодическую спиральную структуру (рис.1а). Однако в планарных образцах ХЖК почти всегда существуют дефекты структуры в виде дисклинаций [10], которые часто являются причиной нежелательного рассеяния света. Обычно отмеченные дисклинации со временем исчезают, но эти времена могут быть достаточно большими (несколько десятков суток и более).

С точки зрения гомогенной ориентации молекул в ячейках ХЖК с гомеотропными граничными условиями ситуация более сложная, чем для планарной. В слоях ХЖК, соприкасающихся с подложками, молекулы ориентированы перпендикулярно подложкам и стремятся это же направление передать молекулам соседних слоев. Как уже было отмечено, молекулы ХЖК стремятся образовать спиральную структуру. Вследствие этого силы, действующие на молекулы ХЖК со стороны подложек, "конкурируют" с силами межмолекулярного взаи-

модействия. В результате этого в ячейке формируется своеобразное распределение ориентации молекул ХЖК. Молекулы, в слоях непосредственно соприкасающиеся с подложками ячейки, ориентированы в направлении, перпендикулярном подложкам ячейки. В следующих слоях, из-за ослабления действия подложек ячейки на молекулы ХЖК, директор постепенно поворачивается до параллельного к подложкам направления в центральной части ячейки. Вследствие этого вдали от подложек формируется периодическая спиральная структура, как в ячейке с планарными граничными условиями (рис.1б).

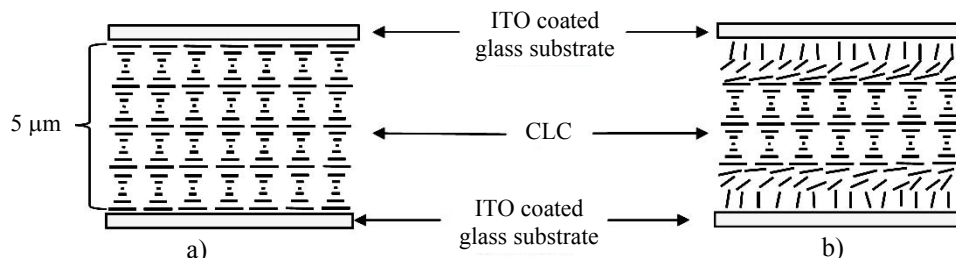


Рис.1. Схематическое изображение распределения молекул ХЖК в ячейке с планарными (а) и гомеотропными (б) граничными условиями.

Для исследования изменения ФЗЗ ХЖК в ходе исчезновения дисклинаций, под воздействием внешнего электрического поля, в эксперименте измерялись также спектры пропускания ячеек ХЖК. На рис.2 приведены зависимости коэффициентов пропускания от длины волны падающего на слой ХЖК света в случае планарного и гомеотропного граничных условий, при различных значениях разности потенциалов между подложками ячейки. Эксперименты показывают, что в случае ячейки с планарными граничными условиями электрическое поле не имеет существенного влияния на спектры пропускания. В этом случае ФЗЗ четко выражена и почти не меняется, несмотря на то, что под воздействием электрического поля в слое ХЖК исчезают структурные неоднородности.

Совершенно другая ситуация в случае ячейки с гомеотропными граничными условиями. Как видно из рис.2, спектр пропускания гомеотропной ячейки при отсутствии внешнего электрического поля ($U = 0$) значительно отличается от планарного случая. ФЗЗ значительно деформирована, и отсутствует резкость границ последней. Причем, по сравнению со спектром "идеальной" планарной периодической структуры, деформация ФЗЗ более значительна вблизи ее коротковолновой границы и ниже нее. Приложенное на ячейку электрическое поле "очищает" спектр пропускания и приближает его к спектру пропускания ХЖК с "идеальной" планарной холестерической спиралью. Из рис.2 видно, что при напряжении $U = 21$ В спектр пропускания гомеотропной ячейки значительно приближается к спектру планарной ячейки. В этом случае границы ФЗЗ четко различаются и достаточно симметричны, как в случае планарной ориентации.

Согласно теории межмолекулярного взаимодействия, при ориентации

молекул ХЖК существенную роль играют взаимодействие между их молекулами и взаимодействие молекул ХЖК с поверхностью подложки. Если на слой ХЖК приложено также электрическое поле, то в ориентацию молекул ХЖК свой вклад вносят и силы, действующие со стороны электрического поля на молекулы ХЖК. В состоянии равновесия молекулы ХЖК уравниваются моменты перечисленных сил, действующих на молекулу ХЖК.

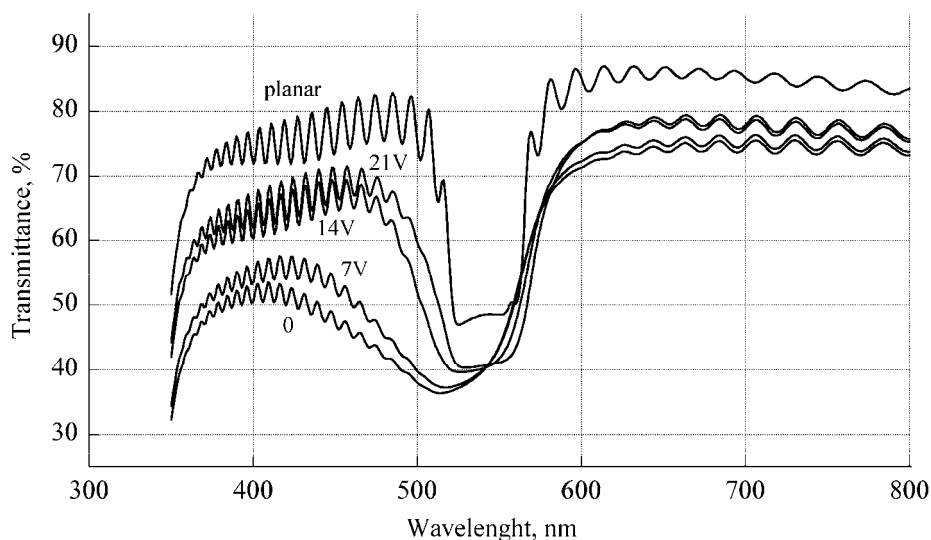


Рис.2. Спектры пропускания ячеек ХЖК с планарными и гомеотропными граничными условиями при различных значениях напряженности внешнего электрического поля – 0 В, 7 В, 14 В, 21 В.

Силы межмолекулярного взаимодействия в ХЖК стремятся создавать закрученную спиральную структуру. Силы, действующие на молекулы ХЖК со стороны подложки, в основном действуют на небольших расстояниях от поверхности подложки. Они в случае планарной ориентации заставляют, чтобы молекулы ХЖК, образуя спиральную структуру, упорядочились в параллельных к подложкам плоскостях. В случае гомеотропных граничных условий в приграничных слоях молекулы ХЖК ориентируются перпендикулярно стенкам ячейки, которые делают неустойчивой планарную структуру ХЖК. Поэтому часто образуются закрученные структуры, ось спирали которых параллельна подложкам ячейки.

Из вышесказанного следует, что в случае ХЖК с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon > 0$) приложенное перпендикулярно подложкам ячейки электрическое поле дестабилизирует периодическую структуру ХЖК, и начиная с некоторого порогового значения напряженности электрического поля наблюдается структурный фазовый переход в ХЖК из закрученной спиральной структуры в гомеотропную [11,12]. Как уже было отмечено, ситуация иная в случае ХЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon < 0$). Элек-

трическое поле, приложенное перпендикулярно подложкам ячейки такого ХЖК, заставляет молекулы ХЖК ориентироваться перпендикулярно напряженности поля. Понятно, что это способствует образованию закрученной спиральной структуры ХЖК с осью спирали, перпендикулярной подложкам ячейки.

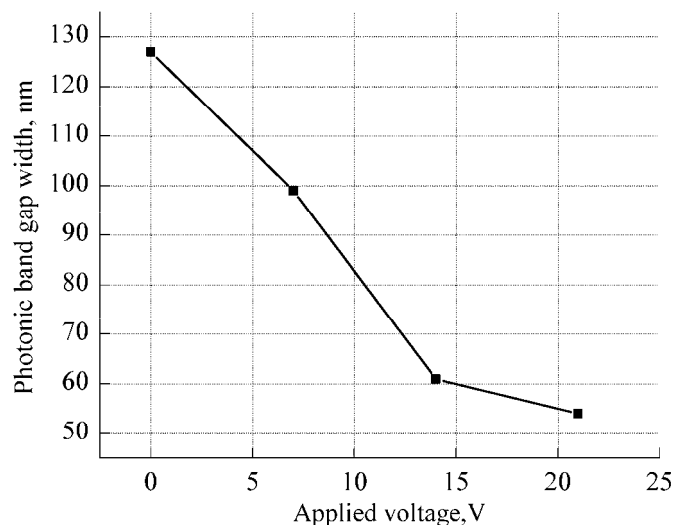


Рис.3. Зависимость спектральной ширины ФЗЗ от приложенного на слой ХЖК напряжения электрического поля.

Графики, приведенные на рис.2, дают количественную характеристику вышеуказанным явлениям. Как видно, до приложения электрического поля ($U = 0$) спектр пропускания ячейки с гомеотропными граничными условиями значительно отличается от случая планарной ячейки, особенно вблизи коротковолновой границы ФЗЗ. Это объясняется тем, что внутри ячейки ХЖК присутствуют маленькие спиралевидные "домены", оси которых не перпендикулярны стенкам ячейки. Таким образом, внутри ячейки имеем множество маленьких "спиралек", оси которых ориентированы не перпендикулярно стенкам ячейки, а беспорядочно, под разными углами. В результате падающий на слой ХЖК световой пучок спектрометра (ширина пучка ~ 1 мм) "видит" спирали с хаотически распределенными направлениями их осей. От таких хаотически распределенных спиралей отражаются как волны, длина которых попадает в ФЗЗ планарно ("идеально") ориентированного ХЖК, так и те, длина которых короче, чем коротковолновая граница ФЗЗ. В результате этого спектральная ширина ФЗЗ расширяется и отражение в этом случае является диффузным. Приложение электрического поля к слою ХЖК приводит к переориентации осей вышеуказанных спиралей (они стремятся устанавливаться перпендикулярно стенкам ячейки). Поэтому в спектре прошедшего через слой ХЖК света наблюдается возрастание пропускания и резкости коротковолновой границы. Как видно из рис.2, при напряжении $U = 21$ В ($E = 4.2$ В/мкм) оба плеча ФЗЗ достаточно симметричны,

что означает, что в слое ХЖК "спиральки" в основном упорядочились. Эксперименты показывают, что для ячейки с гомеотропными граничными условиями коэффициенты пропускания все же ниже, чем для планарной. Это указывает на то, что вблизи стенок ячейки ориентация молекул является гомеотропной (из-за жесткого сцепления молекул ХЖК с подложкой).

На рис.3 приведена зависимость спектральной ширины ФЗЗ ХЖК с гомеотропными граничными условиями от приложенного к слою электрического поля. Видно, что при напряжении электрического поля $\sim 15\text{--}20$ В спектральная ширина ФЗЗ уменьшается более чем в два раза. При напряжениях выше указанного наблюдается насыщение уменьшения спектральной ширины ФЗЗ. По-видимому, это обусловлено тем, что большинство молекул ХЖК уже вовлечено в спиральную структуру. На рис.3 шириной ФЗЗ считается его ширина на высоте $1/4$ от минимума спектральной кривой пропускания. Причиной такого выбора является то, что на высоте $1/2$ от минимума пропускания спектральной кривой в спектре ФЗЗ коротковолновое плечо отсутствует при низких напряжениях ($U < 7$ В, рис.2).

3. Заключение

Таким образом, в представленной работе экспериментально исследовано воздействие внешнего электрического поля на ФЗЗ ХЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости. Экспериментально обнаружено увеличение резкости границ ФЗЗ ХЖК во внешнем электрическом поле для ХЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и с гомеотропными граничными условиями. Зарегистрировано уменьшение спектральной ширины ФЗЗ ХЖК более чем в два раза при приложении электрического поля на слой ХЖК, что очень важно для создания структур фотонных кристаллов с плавно управляемыми характеристиками. Результаты работы могут найти широкое применение при создании управляемых селективных зеркал видимого диапазона оптического излучения, при создании оптических диодов и транзисторов и других оптоэлектронных элементов современной фотоники.

Автор выражает глубокую благодарность профессору университета Лаваль (Квебек, Канада) Тиграну Галстяну за ценные обсуждения и материальную помощь при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.-M.Lourtioz et al.** Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2005.
2. **C.Sibilia et al.** Photonic Crystals: Physics and Technology. Berlin, Springer, 2008.
3. **С.П.Палто.** УФН, **175**, 784 (2005).
4. **V.I.Kopp et al.** Progress in Quantum Electronics, **27**, 369 (2003).
5. **I.C.Khoo.** Liquid crystals. NJ, Wiley, 2007.
6. **K.Allahverdyan, T.Galstian.** Optics Express, **19**, 4611 (2011).
7. **F.Zhang, D.-K.Yang.** Phys. Rev. E, **66**, 041701 (2002).
8. **K.Allahverdyan, T.Galstian.** Submitted to MC&LC, proceedings of OLC (2011).
9. **R.B.Alaverdyan, K.R.Allahverdyan, A.H.Gevorgyan, A.D.Chilingaryan, Yu.S.Chilingaryan.** Technical Physics, **55**, 1317 (2010).

10. **P.G. de Gennes, J.Prost.** The Physics of Liquid Crystals. New York, Oxford University Press, 1995.
11. **R.B.Meyer.** Appl. Phys. Lett., **12**, 281 (1968).
12. **W.C.Yip, H.S.Kwok.** Appl. Phys. Lett., **78**, 4 (2001).

ՔԻՐԱԼ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏՈՒ ՎՐԱ
ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Կ.Ռ. ԱԼԼԱՀՎԵՐԴՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է քիրալ հեղուկ բյուրեղի ֆոտոնային արգելված գոտու սահմանների վրա արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը: Ցույց է տրված, որ օգտագործելով հոմեոտրոպ սահմանային պայմաններով և դիէլեկտրական թափանցելիության բացասական անիզոտրոպիայով քիրալ հեղուկ բյուրեղ, կարելի է արտաքին էլեկտրական դաշտով մեծացնել վերջինիս ֆոտոնային արգելված գոտու սահմանների կտրուկությունը: Դա թույլ է տալիս ղեկավարել ֆոտոնային արգելված գոտու սպեկտրային լայնությունը:

EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF EXTERNAL ELECTRICAL FIELD ON THE PHOTONIC BAND GAP OF CHIRAL LIQUID CRYSTALS

K.R. ALLAHVERDYAN

Experimental study of the influence of an external electrical field on the photonic band gap boundaries of a chiral liquid crystal has been done. It is shown that by using a negative chiral liquid crystal and homeotropic boundary conditions one can increase the photonic band gap boundary abruptness and, thus, control the band gap width by application of the external electrical field.

УДК 621.372

ОСОБЕННОСТИ КОНКУРИРУЮЩЕГО ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И НАНОПОР В ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ Si-Ge-C

К.М. ГАМБАРЯН, В.М. АРУТЮНЯН, А.К. СИМОНЯН, Л.Г. МОВСЕСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 14 марта 2012 г.)

Для количественного изучения особенностей выращивания и механизма зародышеобразования квантовых точек (КТ), нанопор и совместных структур КТ–нанопор в трехкомпонентной системе Si-Ge-C использована континуальная модель эластичности. Найдена критическая концентрация углерода $x = 0.08$ для $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ и $y = 0.033$ для $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ при концентрации германия $x = 0.467$, соответственно, когда механизм роста меняется от зародышеобразования КТ к формированию нанопор. Показано, что увеличение концентрации углерода в бинарной системе SiC и концентрации германия в трехкомпонентной системе SiGeC приводит к уменьшению критического размера КТ. Вычислена и изучена свободная энергия смешения трехкомпонентной системы $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$, а также построено ее 3D схематическое изображение. Показано, что внедрение углерода в Si и Ge до фоновой примесной концентрации энергетически предпочтительно, что объясняет экспериментально обнаруженное “загрязнение” кристаллов кремния и германия углеродом во время роста из графитного контейнера.

1. Введение

В настоящее время наиболее перспективными направлениями с точки зрения создания новых материалов и приборов с уникальными свойствами являются разработка технологий создания новых полупроводниковых наноструктур и изучение их физических свойств. Постоянно возрастающий интерес именно к полупроводниковым наноструктурам, в первую очередь, обусловлен существованием широкого спектра возможностей для управления свойствами полупроводников. Известно, что радикального изменения их свойств можно достичь путем варьирования состава полупроводниковых твердых растворов, изменения концентрации и типа примесей, изменением внешних условий и т.д. Ограничение движения свободных носителей в одном или нескольких направлениях, приводящее к эффекту размерного квантования, открывает дополнительную возможность эффективного управления свойствами приборов на основе наноструктур путем изменения их размеров [1-4]. Модифицированная плотность состояний квантовых точек (КТ), нанопроволок и совместных структур КТ–нанопоры приводит к существенному улучшению рабочих оптоэлектронных параметров таких полупроводниковых приборов, как лазеры, фотодетекто-

ры и т.д. Такие наноструктуры могут быть изготовлены с использованием нанолитографии или методом самоорганизации – методом Странски–Крастанова, который в последнее время является наиболее часто используемым. Релаксация эластичного (деформационного) напряжения, как принцип зародышеобразования, является основным механизмом при формировании наноструктур в таких полупроводниковых материалах, как соединения III–V и их твердые растворы, SiGe, SiC и т.д. В последнем случае имеется большое рассогласование параметров решетки SiC по сравнению с Si (–20%) и C(алмаз) (+22%). Карбид кремния проявляет также комплексные деформационно–управляемые поверхностные реконструкции, ведущие к самоорганизованному росту кремниевых и металлических нанопроволок, имеющих уникальные характеристики [5]. В зависимости от условий выращивания эластичное (деформационное) напряжение может релаксироваться с образованием квантовых проволок, КТ или даже уникальных пар КТ–нанопоры [6-8]. Высота островка и глубина нанопоры могут быть больше, чем средняя толщина слоя смачивания. Это означает, что во время роста происходит также перенос значительной массы из подложки к островкам [9]. Экспериментальные результаты показывают, что поверхностная морфология существенно зависит от условий роста и материала матрицы (подложки). На основе атомистической модели показано, что изменение энергии начального формирования может быть как отрицательным, так и положительным, в зависимости от знака несоответствия постоянных решеток подложки и смачиваемого слоя. Энергия начального формирования отрицательна при сжатом (вогнутом) напряжении рассогласования и определенно положительна при растянутом (выпуклом). Этот вывод противоречит классической модели, где начальная энергия всегда положительна и независима от знака несоответствия. В зависимости от материала и режима выращивания размеры нанопор и островков Si, Ge и SiGe лежат в области 5–50 нм в диаметре и 1.5–10 нм в высоту [10,11]. Экспериментально показано также, что внедрение углерода в систему SiGe приводит к уменьшению толщины смачивающего слоя и размеров КТ [11]. Следует также отметить, что твердые растворы в системе Si-Ge-C используются при создании быстродействующих, мощных и высокотемпературных биполярных и полевых транзисторов [5-8], а также других важных полупроводниковых приборов на основе наноструктур, которые впоследствии могут быть легко проинтегрированы в промышленную микро- и наноэлектронику.

В данной работе нами используется континуальная модель эластичности для количественного изучения особенностей роста и механизма зародышеобразования КТ, нанопор и совместных структур КТ–нанопоры в трехкомпонентной системе SiGeC.

2. Вычисление полной энергии совместных структур КТ–нанопоры в системе SiGeC

Трехкомпонентная система SiGeC может быть использована как тестовый материал для изучения механизма и закономерностей зародышеобразова-

ния КТ, нанопор и совместных структур КТ–нанопоры. Соответствующее изменение второго и третьего компонента позволяет обеспечить необходимый знак рассогласования, т.е. растягивающее или сжимающее напряжение несоответствия. В первом случае эластично напряженный смачивающий слой будет релаксировать образованием КТ, а во втором случае, наоборот, формированием нанопор. Для исследования конкурирующего механизма роста мы предполагаем, что поверхность имеет только дискретную ориентацию и, следовательно, нами будет рассматриваться только один угол зародышеобразования. Для простоты также будет предположено, что островки SiGeC имеют форму усеченной пирамиды, как это схематически представлено на рис.1. Для такой сложной системы мы также предполагаем, что трехкомпонентные островки свободны от дислокации и имеют однородный состав.

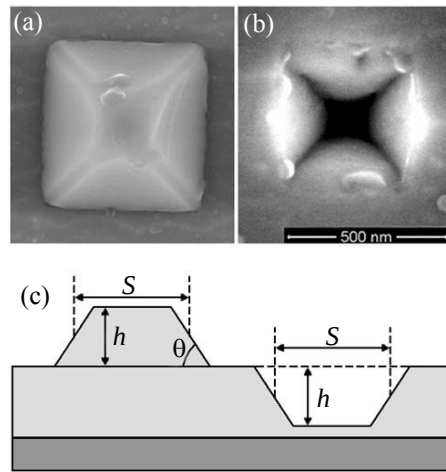


Рис.1. Изображение сканирующего электронного микроскопа а) пирамиды и б) нанопоры квазитрехкомпонентного состава InAsSbP [3]; в) схематический вид поперечного сечения островка и нанопоры.

Для количественного анализа механизма зародышеобразования в качестве базового подхода мы используем модель континуальной эластичности, предложенной Дж. Терсоффом из исследовательского центра IBM [1]. Полная свободная энергия для формирования точки или нанопоры равна $E = E_s + E_r$, где E_s и E_r – изменение поверхностной свободной энергии и уменьшение энергии деформационного напряжения за счет эластичной релаксации, соответственно. Минимизация полной свободной энергии относительно формы островка для фиксированного объема дает $s = t = h \cot \theta$, где s , t , h , и θ – соответственно, длина, ширина, высота (глубина) и контактный угол, как это изображено на рис.1с, а энергия определяется следующим выражением:

$$E = 4\Gamma V^{2/3} \tan^{1/3} \theta - 6cV \tan \theta \quad (1)$$

где $\Gamma = \gamma_e \operatorname{cosec} \theta - \gamma_s \cot \theta$. Для кристаллов с кубической симметрией имеем $\gamma_s =$

$(1/3)(\varepsilon^2(C_{11} + C_{44})d_{wet})$, $c = \sigma_b^2(1-\nu)/2\pi\mu$, $\sigma_b = \varepsilon(C_{11} + C_{44})$. Здесь γ_s и γ_e – поверхностная свободная энергия на единицу площади для нормальной ориентации и косоугольной грани, соответственно, $\varepsilon = \Delta a/a$ – коэффициент рассогласования решетки (деформационное напряжение), d_{wet} – толщина смачивающего слоя, $\nu = \lambda/2(\lambda + \mu)$ коэффициент Пуассона, μ , λ , и C_{ij} – модули сдвига (коэффициенты Ламме) и упругости подложки.

Чтобы получить аналитическое выражение для зависимости толщины смачивающего слоя от деформации для трехкомпонентной системы SiGeC, мы провели математическую аппроксимацию экспериментальных данных. В расчетах мы использовали следующие выражения для d_{wet} : (i) если деформационное напряжение положительно, то $d_{wet} = 0.05\varepsilon^{-3/2}$ при $\varepsilon > 0.03$ [12] и $d_{wet} = 24.181e^{-31.034\varepsilon}$ при $0 < \varepsilon < 0.03$ (точность приближения $R^2 = 0.9635$), (ii) если деформационное напряжение отрицательно, то $d_{wet} = 0.15|\varepsilon|^{-3/2}$ при $|\varepsilon| > 0.035$ [12] и $d_{wet} = 45.162e^{-23.03|\varepsilon|}$ при $0 < |\varepsilon| < 0.035$ (точность приближения $R^2 = 0.9934$).

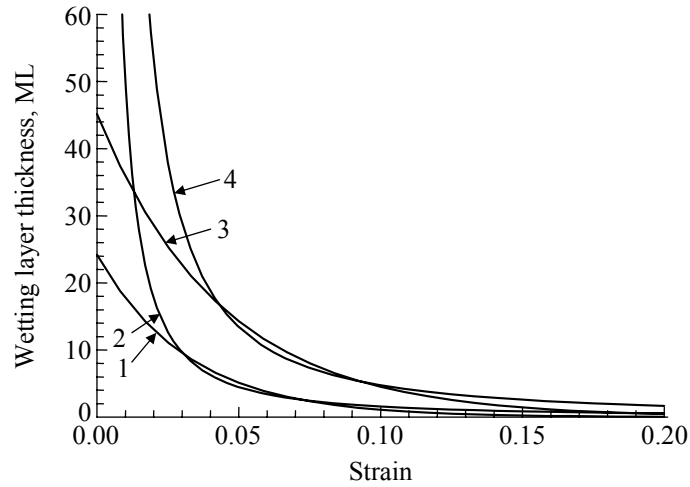


Рис.2. Зависимость толщины смачивающего слоя от деформации:
(1) $d_{wet} = 24.181e^{-31.034\varepsilon}$ мс, $\varepsilon > 0$; (2) $d_{wet} = 0.05\varepsilon^{-3/2}$ мс, $\varepsilon > 0$; (3)
 $d_{wet} = 45.162e^{-23.03|\varepsilon|}$ мс, $\varepsilon < 0$; (4) $d_{wet} = 0.15|\varepsilon|^{-3/2}$ мс, $\varepsilon < 0$.

Зависимость толщины смачивающего слоя (в монослоях) от деформации графически показана на рис.2 для положительных и отрицательных деформационных напряжений, которые мы использовали в расчетах. Учитывая вышеупомянутую зависимость толщины смачивающего слоя от деформации, выражение для полной энергии окончательно можно представить в следующем виде:

$$E = 4\left(\gamma_e \operatorname{cosec} \theta - \frac{1}{2}\varepsilon^2(C_{11} + C_{44})d_{wet} \cot \theta\right)V^{\frac{2}{3}}\tan^{\frac{2}{3}}\theta - 3\varepsilon^2(C_{11} + C_{44})^2\frac{(1-\nu)}{\pi\mu}V \tan \theta \quad (2)$$

Численные значения C_{11} и C_{44} , используемые для островков SiGeC, были вычислены линейным приближением соответствующих параметров, извест-

ных для отдельных компонентов. Формирование островка или нанопоры снижает энергию, когда структура относительно велика. Для достижения стабильной геометрии островок сначала должен преодолеть энергетический барьер E^* , при достижении критического объема V^* . Критическая энергия и критический объем выражаются в виде

$$E^* = \frac{1}{3} \left(4\gamma_e \operatorname{cosec} \theta - 2\varepsilon^2 (C_{11} + C_{44}) d_{wet} \cot \theta \right)^3 \frac{4\pi^2 \mu^2}{\left(9\varepsilon^2 (C_{11} + C_{44})^2 (1-\nu) \right)^2} \cot \theta, \quad (3)$$

$$V^* = \left(\frac{8}{9} \frac{\gamma_e \pi \mu}{\varepsilon^2 (C_{11} + C_{44})^2 (1-\nu) \sin \theta} - \frac{4}{9} \frac{\pi \mu d_{wet} \cot \theta}{(C_{11} + C_{44}) (1-\nu)} \right)^3 \cot^2 \theta. \quad (4)$$

3. Результаты и обсуждение

Выражения (3) и (4) показывают зависимости полной критической энергии островка от объема, и критического объема от деформационного напряжения или состава твердого раствора, соответственно. Результаты расчетов для бинарной системы SiGe представлены на рис.3 при $\gamma_e = 8 \times 10^{-6}$ Дж/см² [13], $\mu = 7.14 \times 10^4$ Дж/см³, $\nu = 0.342$, $C_{11} = 15.31 \times 10^4$ Дж/см³, $C_{44} = 7.71 \times 10^4$ Дж/см³ и $\theta = 0.192$ рад (11°).

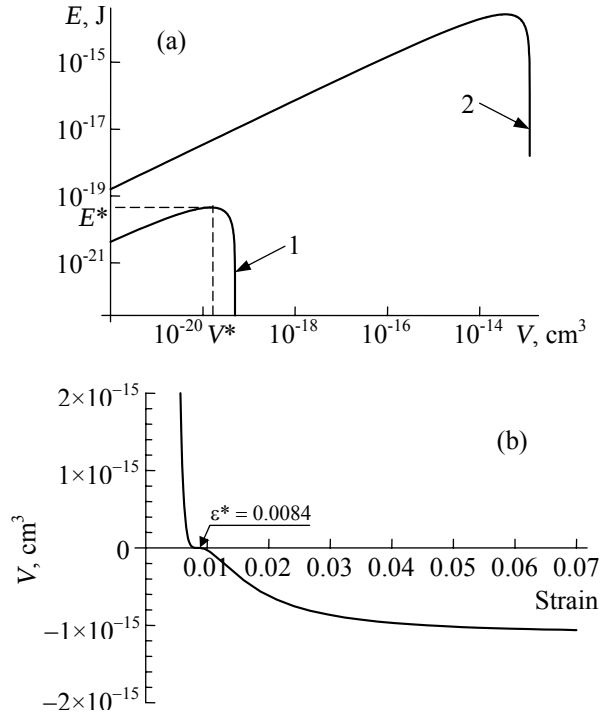


Рис.3. Зависимости общей энергии от объема при концентрации Ge (1) $x = 0.2$ и (2) $x = 0.1$ (а) и б) критического объема от деформационного напряжения для наноструктур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Зависимости полной энергии от объема для КТ и нанопор в системах SiC и SiGeC при разных значениях концентрации углерода, рассчитанные при $\gamma_e = 1.74 \times 10^{-4}$ Дж/см² [14], $\mu = 7.73 \times 10^4$ Дж/см³, $\nu = 0.34$, $C_{11} = 16.53 \times 10^4$ Дж/см³, $C_{44} = 8.32 \times 10^4$ Дж/см³, $\theta = 0.785$ рад (45°) и $\gamma_e = 8 \times 10^{-6}$ Дж/см², $\mu = 7.25 \times 10^4$ Дж/см³, $\nu = 0.33$, $C_{11} = 15.09 \times 10^4$ Дж/см³, $C_{44} = 7.84 \times 10^4$ Дж/см³, $\theta = 0.192$ рад (11°), представлены на рис.4. Заметим, что расчеты осуществлены для модификации 3C-SiC.

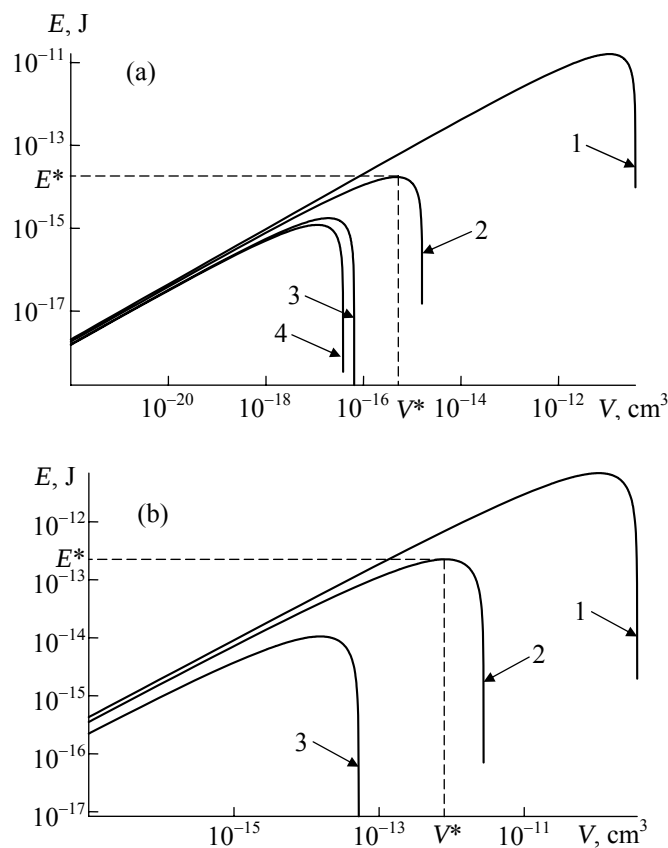


Рис.4. Зависимости энергий наноструктур в системах $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ и $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ от объема при разных концентрациях углерода: (а) 1) $x = 0.01$, 2) $x = 0.05$, 3) $x = 0.08$, 4) $x = 0.085$; (б) 1) $y = 0.05$, 2) $y = 0.045$, 3) $y = 0.04$.

Зависимости критического объема от концентрации углерода для систем SiC и SiGeC приведены на рис.5а и б, соответственно. Отметим также, что зависимости критической энергии от концентрации углерода имеет аналогичное качественное поведение. Как видно из рис.5, знак V^* изменяется при определенной критической концентрации. Это означает, что при деформации $\varepsilon = \varepsilon^*$, которая соответствует некой критической концентрации углерода, режим роста меняется от зародышеобразования КТ к образованию нанопор. Очевидно, что

при малых несоответствиях кристаллических решеток, т.е. при малых концентрациях твердого раствора ($\varepsilon < \varepsilon^*$, $V^* > 0$), преобладает механизм объемного зародышеобразования кристалла. Однако, при $\varepsilon > \varepsilon^*$, когда энергетический барьер (и критический объем) становится отрицательным, большое несоответствие приводит к формированию дислокаций, и зародышеобразование нанопор становится энергетически выгодным.

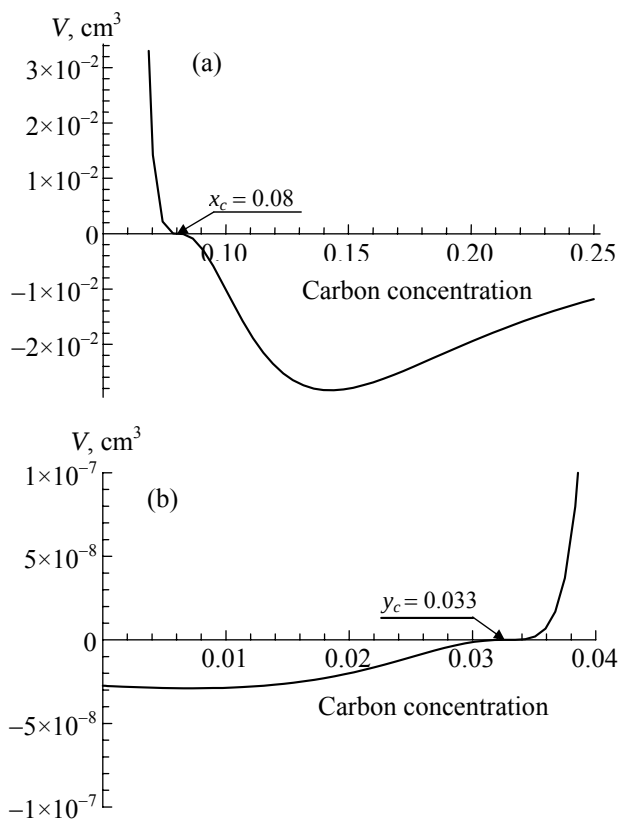


Рис.5. Зависимости критического объема от концентрации для углерода систем (а) $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ и (б) $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$.

Мы рассчитали критическую концентрацию углерода $x = 0.08$ для $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ и $y = 0.033$ для $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ при концентрации германия $x = 0.467$. Противоположный вид зависимостей на рис.5а) и 5б) возникает из-за различных зависимостей деформационного напряжения от концентрации для выпуклых и вогнутых слоев смачивания.

Далее, мы вычислили свободную энергию смешения трехкомпонентной системы $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$, используя следующее соотношение:

$$\Delta F(x, y) = \Delta H - T\Delta S, \quad (5)$$

где T – абсолютная температура, ΔH и ΔS – энтальпия и энтропия смешения, соответственно, которые определяются следующими выражениями [15]:

$$\begin{aligned}
\Delta H(x, y) &= \omega_{\text{Si}}(1 - x - y) + \omega_{\text{Ge}}x + \omega_{\text{C}}y + \\
&+ \alpha_{\text{SiGe}}(1 - x - y)x + \alpha_{\text{GeC}}xy + \alpha_{\text{SiC}}(1 - x - y)y, \\
\Delta S(x, y) &= R\{(1 - x - y)\ln(1 - x - y) + x\ln x + y\ln y\}
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь ω является суммой энергий взаимодействия первого и второго ближайших соседних атомов, α является параметром псевдобинарного взаимодействия, R – универсальная газовая постоянная [15,16]. Параметр взаимодействия α является характеристическим индексом напряженности несмешиваемости. Согласно модели “дельта-параметра решетки” (DLP), параметр взаимодействия представляется в виде

$$\alpha_{AB} = 4k \left[\frac{1}{2} (a_A^{-2.5} + a_B^{-2.5}) - \left(\frac{a_A + a_B}{2} \right)^{-2.5} \right], \tag{7}$$

где a_A и a_B – постоянные решеток компонентов А и В, а k – некоторая постоянная. Для соединений с кубической симметрией и при относительно малых рассогласованиях параметров решеток k принимается равным 1.15×10^7 кал/(моль $\times\text{\AA}^{2.5}$) [16-18]. Поэтому это значение k нами было использовано только для системы SiGe. Для бинарных систем SiC и GeC, где различие в постоянных решеток компонент твердых растворов существенно большее, мы нашли, что $k = 1.98 \times 10^6$ кал/(моль $\times\text{\AA}^{2.5}$). Зависимости свободной энергии от концентрации для одного моля, при разных температурах в области $T = 700\text{--}1500\text{K}$ для бинарных систем SiGe, SiC и GeC, соответственно, представлены на рис.6. При построении графиков было использовано уравнение (5) с ΔH и ΔS из (6).

Как видно из рис.6, в отличие от системы SiGe, для систем SiC и GeC возникает область несмешиваемости, обусловленная увеличением свободной энергии при увеличении концентрации углерода в твердом растворе. Для систем с большой разницей постоянных решеток большая положительная энтальпия смешения может преодолеть отрицательную энтропию смешения для температур ниже критической, приводя к увеличению свободной энергии. Это означает, что при равновесии неупорядоченный твердый раствор с составом между бимодальными точками, показанными на рис.7, будет распадаться на две отдельные твердые фазы [18].

Из рис.7 очевидно, что внедрение углерода в Si и Ge до фоновой примесной концентрации энергетически предпочтительно (свободная энергия уменьшается), что и объясняет экспериментально обнаруженное “загрязнение” кремния и германия углеродом при выращивании кристаллов из графитового контейнера.

Трехмерный (3D) схематический вид молярной свободной энергии в зависимости от состава трехкомпонентной системы SiGeC при $T = 1500\text{ K}$ и соответствующие изоэнергетические срезы при $T = 1500\text{ K}$ и $T = 1600\text{ K}$ представлены на рис.8 и 9, соответственно.

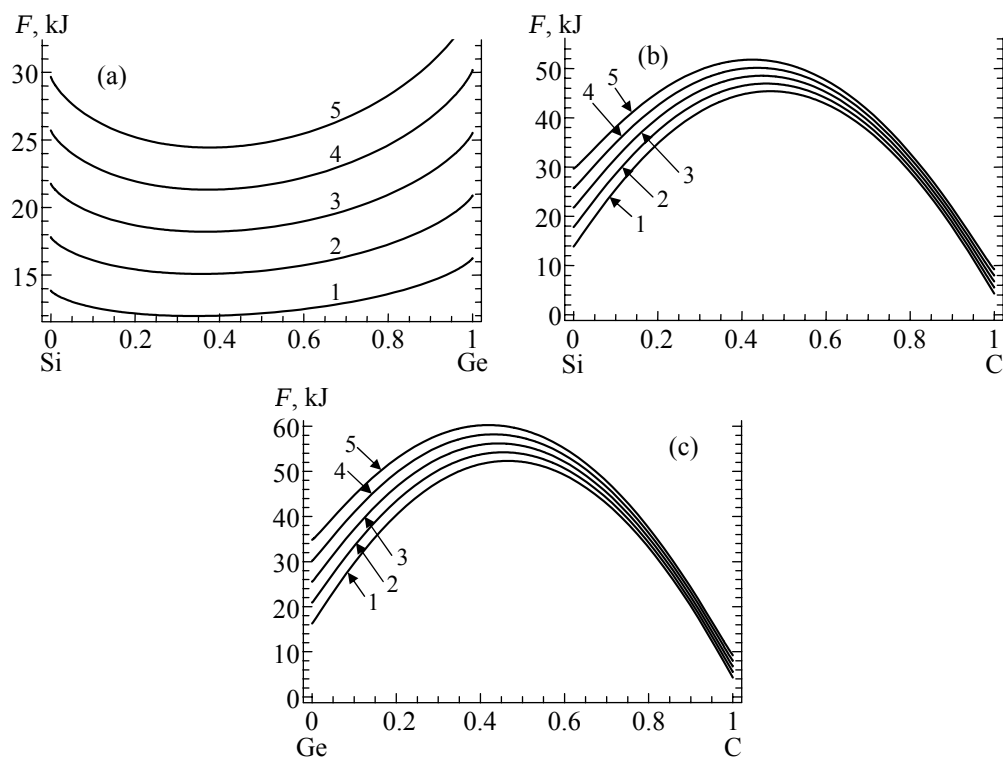


Рис.6. Зависимости свободной энергии от концентрации для одного моля бинарных соединений: а) Si-Ge, б) Si-C и в) Ge-C при (1) $T = 700$ К, (2) $T = 900$ К, (3) $T = 1100$ К, (4) $T = 1300$ К, (5) $T = 1500$ К.

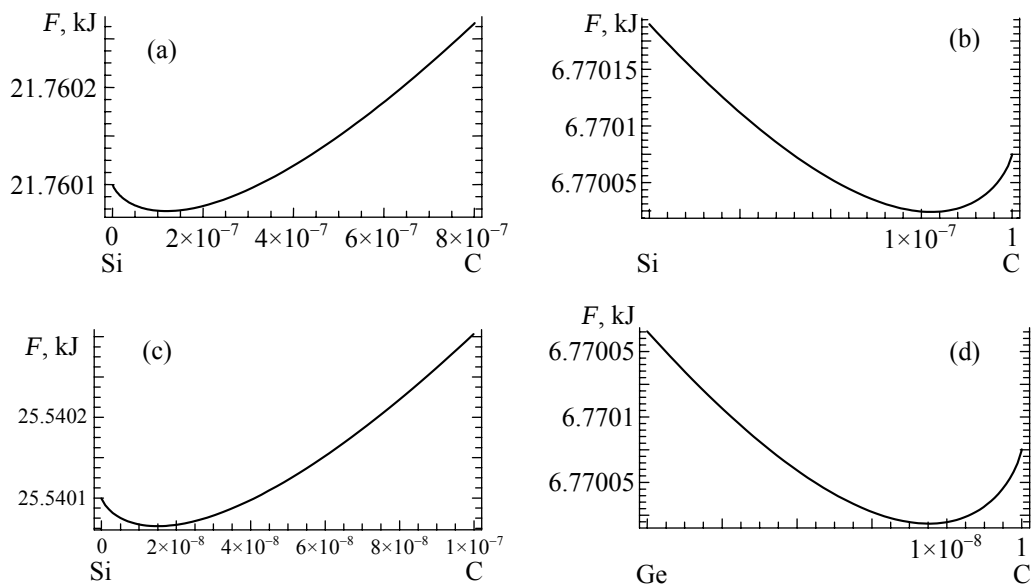


Рис.7. Бинодальные точки (увеличенные в области минимумов) кривых молярной свободной энергии, показанных на рис.6, для систем SiC и GeC вблизи Si (а) и Ge (с) и вблизи C (б, д), при $T = 1100$ К.

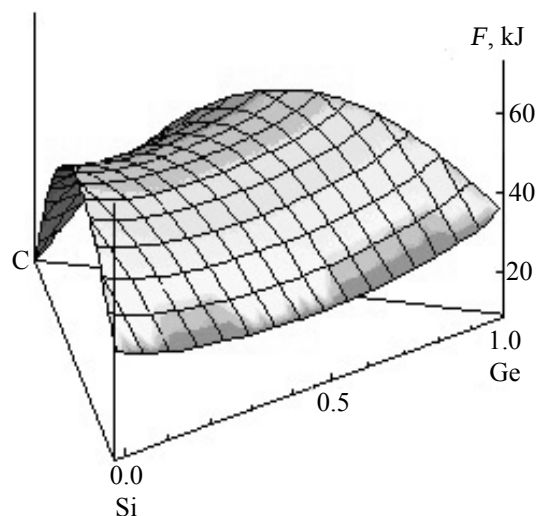


Рис.8. 3D схематический вид молярной свободной энергии трехкомпонентной системы SiGeC при $T = 1500$ К.

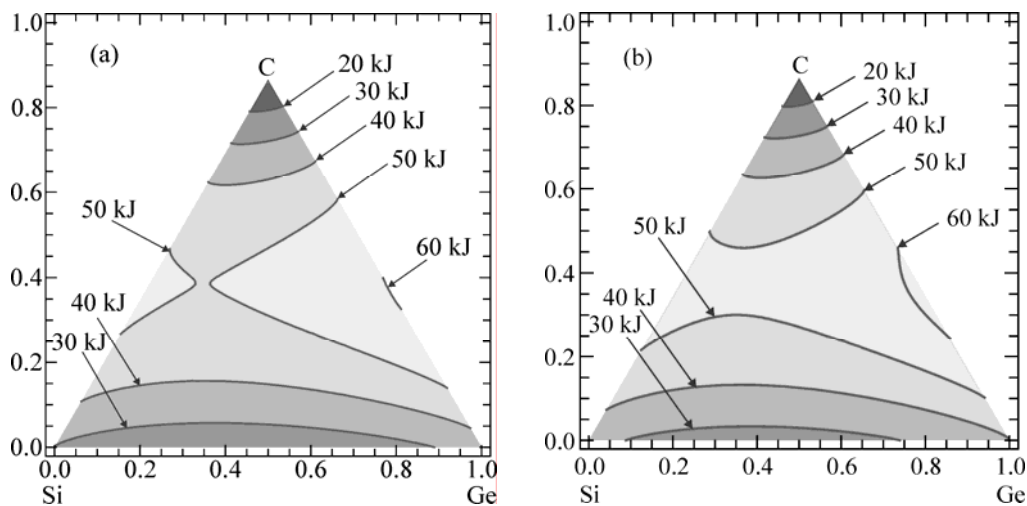


Рис.9. Изоэнергетические срезы молярной свободной энергии трехкомпонентной системы SiGeC при (a) $T = 1500$ К и (b) $T = 1600$ К.

Схематический вид концентрационного треугольника для одного моля трехкомпонентной материальной системы SiGeC приведен на рис.10. Твердые растворы SiGeC с составом вдоль сплошной линии M_4N_4 решеточно согласованы с подложкой Si. Эллипсоидами отмечены области концентраций с положительными и отрицательными знаками несоответствия постоянных решеток. Составы с постоянными значениями несоответствия решеток обозначены линиями, а соответствующие значения деформационного напряжения для каждой линии представлены в приложенной таблице.

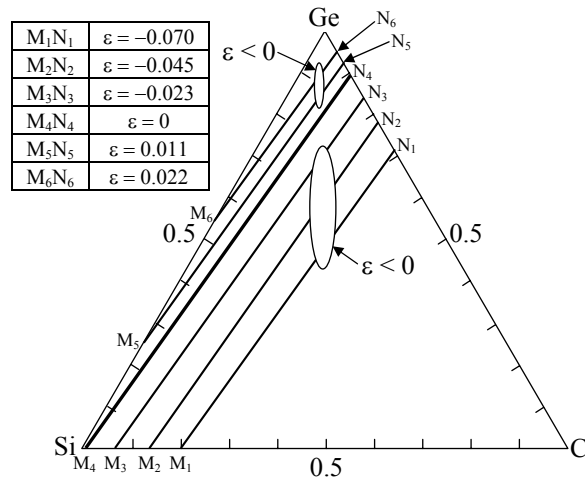


Рис.10. Концентрационный треугольник для трехкомпонентной системы SiGeC.

4. Заключение

Таким образом, континуальная модель эластичности применена для количественного изучения свойств роста и механизма зародышеобразования КТ и нанопор в трехкомпонентной материальной системе SiGeC. Вычисления показали, что знак и величина коэффициента решеточного рассогласования играют важную роль при росте этих напряженных нанообъектов. Показано, что увеличение концентрации углерода в бинарной системе SiC и концентрации германия в трехкомпонентной системе SiGeC приводит к уменьшению критического размера квантовых точек. Вычислены критические значения для деформационного напряжения (состава) в бинарной системе SiC и трехкомпонентной системе SiGeC, когда режим роста меняется от зародышеобразования КТ к формированию нанопор. Вычислена и изучена свободная энергия смешения для трехкомпонентной системы $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$. Показано, что внедрение углерода в Si и Ge до фоновой примесной концентрации энергетически предпочтительно, что объясняет экспериментально обнаруженное “загрязнение” углеродом кристаллов кремния и германия во время роста из графитного контейнера. Представленные результаты могут быть использованы при выборе технологических режимов выращивания не только наноструктур, но и эпитаксиальных слоев и объемных монокристаллов в системе Si-Ge-C.

Работа выполнена в рамках исследовательского гранта Армянского Национального Фонда Науки и Образования (ANSEF-2011, Condmatex-2425).

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Tersoff, F.K. Le Goues. Phys. Rev. Lett., **72**, 3570 (1994).
2. K.M.Gambaryan, V.M.Aroutiounian, V.G.Harutyunyan. Infrared Phys. Techn., **54**, 114 (2011).
3. K.M.Gambaryan. Nanoscale Res. Lett., **5**, 587 (2010).

4. **V.M.Aroutiounian, K.M.Gambaryan, P.G.Soukiassian.** Surf. Sci., **604**, 1127 (2010).
5. **M.G.Silly, F.Charra, P.G.Soukiassian.** Appl. Phys. Lett., **91**, 223111 (2007).
6. **K.Nishi, H.Saito, S.Sugou, J.S.Lee.** Appl. Phys. Lett., **74**, 1111 (1999).
7. **D.Haft, R.J.Warburton, K.Karrai, et al.** Appl. Phys. Lett., **78**, 2946 (2001).
8. **K.M.Gambaryan, V.M.Aroutiounian, T.Boeck, M.Schulze, P.Soukiassian.** J. Phys. D: Appl. Phys., **41**, 162004 (2008).
9. **H.J.Li, S.C.Moss, B.S.Han, Z.H.Mai.** J. Appl. Phys., **89**, 3700 (2001).
10. **Y.Wakayama, L.V.Sokolov, N.Zakharov, P.Werner, U.Gösele.** App. Surf. Sci., **216**, 419 (2003).
11. **O.G.Schmidt, C.Lange, K.Eberl.** Appl. Phys. Lett., **71**, 16 (1997).
12. **M.Biehl, F.Much, C.Vey.** Int. Series of Numerical Mathematics, **149**, 41 (2005).
13. **K.L.Safonov, V.G.Dubrovskii, N.V.Sibirev, Yu.V.Trushin.** Techn. Phys. Lett., **33**, 490 (2007).
14. **A.Fissel.** J. Crys. Growth, **212**, 438 (2000).
15. **K.Onabe.** NEC Res. Develop., **72**, 1 (1984).
16. **O.S.Emeljanova, S.S.Strelchenko, M.P.Usacheva.** Semiconductors, **43**, 135 (2009).
17. **A.Wakahara, T.Tokuda, X.-Z.Dang, S.Noda, A.Sasaki.** Appl. Phys. Lett., **71**, 906 (1997).
18. **G.B.Stringfellow.** Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice. San Diego, Elsevier, 1999.

GROWTH FEATURES AT COMPETING NUCLEATION OF QUANTUM DOTS AND NANOPITS IN Si-Ge-C TERNARY SYSTEM

K.M. GAMBARYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, A.K. SIMONYAN, L.G. MOVSESYAN

The continuum elasticity model is applied to quantitatively investigate the growth features and nucleation mechanism of quantum dots (QDs), nanopits and QDs-nanopits cooperative structures in SiGeC ternary material system. We found the critical carbon concentration of $x = 0.08$ for $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ and $y = 0.033$ for $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$, at germanium concentration $x = 0.467$, respectively, when the growth mode is changed from dot nucleation to nanopit formation. It is shown that the increase of carbon concentration in SiC binary system and germanium concentration in SiGeC ternary system leads to the decrease of QDs critical size. The free energy of mixing for the $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ ternary alloy system is calculated and investigated, and a 3D sketch is plotted. It is demonstrated that incorporation of carbon into Si and Ge up to background impurity concentration is energetically preferable, which explains the experimentally detected “contamination” of silicon and germanium crystals by carbon during the growth from the graphite crucible.

УДК 537.311

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА МАГНЕТРОННОГО ОСАЖДЕНИЯ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ КАЧЕСТВЕННЫХ, ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ZnO

Э.Р. АРАКЕЛОВА, А.М. ХАЧАТРЯН, К.Э. АВДЖЯН, А.А. КТЕЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 17 июля 2011 г.)

Исследованы распределение толщины и структура пленок ZnO, осажденных методом ДС магнетронного распыления цинковой мишени в среде газов $\text{Ar}:\text{O}_2$ при температуре подложки 27°C и давлении газов в камере в интервале $5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$ мм рт.ст. Установлено, что применение мишени с определенным углублением зоны распыления позволяет осаждать качественные, с-ориентированные пленки при меньших давлениях газов, чем при использовании плоской мишени. Зависимость качества пленок от геометрических факторов интерпретирована на основе теоретических расчетов, при предположении, что структура пленки улучшается при уменьшении потока осаждаемых частиц цинка, а также при увеличении их энергии.

1. Введение

ДС магнетронное распыление цинковой мишени, с использованием газовой смеси $\text{Ar}:\text{O}_2$, является одним из наиболее распространенных методов получения пленок оксида цинка. Разные аспекты этого процесса достаточно подробно изучены. Особое внимание уделялось изучению влияния давления реактивного газа – кислорода; подробный обзор соответствующих экспериментальных и теоретических работ приведен в работе [1]. Недостаток потока кислорода может привести к нарушению стехиометрии осаждаемой пленки. Если же поток кислорода слишком велик, то происходит окисление поверхности мишени. В образовавшемся поверхностном диэлектрическом слое происходит накопление заряда, отталкивающего ионы аргона, в результате чего уменьшается скорость распыления. Окисление мишени приводит также к гистерезисной зависимости скорости распыления цинковой мишени R_{sputt} от давления кислорода P_0 , т.е. функция $R_{\text{sputt}}(P_0)$ зависит от направления изменения давления P_0 .

Другим важным аспектом проблемы является микроструктура осаждаемых пленок. Известно, что формирование микроструктуры пленок ZnO при магнетронном осаждении определяется температурой подложки и давлением газов [2-5]. Нагрев подложки позволяет получить хорошую текстуру осаждаемой пленки. Однако, для многих применений нагрев подложки недопустим. Например, осаждение ZnO на лабильные подложки, в частности, на органические

подложки (что требуется для некоторых биологических и медицинских применений) производится при комнатной температуре подложки или же при значительно более низких температурах. При низких температурах подложки, как было показано в работе [6], возможно добиться роста качественных пленок, ориентированных вдоль кристаллографического направления 002 (ось с кристалла) при оптимальном соотношении рабочих газов $\text{Ar}:\text{O}_2$ 3:1 и оптимальном давлении порядка 10^{-2} мм рт.ст., благодаря оптимальной скорости осаждения. Для получения пленок ZnO при более низких давлениях скорость роста пленки можно регулировать, контролируя расстояние между мишенью и подложкой, а также применением оптимальной конфигурации зоны распыления мишени. Обычно специальные конфигурации мишени применяются с целью добиться высокого коэффициента использования ее материала.

В данной работе изучено влияние геометрических параметров распылительной системы и конфигурации мишени (при различных давлениях газов) на скорость роста и качество осажденных пленок ZnO.

2. Экспериментальная часть

Пленки оксида цинка толщиной от 100 до 500 нм были получены методом ДС магнетронного распыления цинковой мишени при комнатной температуре подложки, соотношении рабочих газов $\text{Ar}:\text{O}_2$ 3:1, значениях рабочего вакуума в интервале $5 \times 10^{-2} - 5 \times 10^{-3}$ мм рт.ст. и при мощности магнетронного источника 150 Вт. Исследования проводились на плоских мишенях диаметром 55 мм и толщиной 7 мм, и на специально изготовленных мишенях с коническим углублением (порядка 5 мм) в зоне распыления плоской мишени. Расстояние мишень–подложка варьировалось от 70 мм до 150 мм, время осаждения составляло 30 мин.

Исследования проводились на модернизированной установке УВН-71ПЗ, представляющей из себя магнетронное устройство на постоянном токе с планарным кольцевым магнетроном, предназначенное для ионно–плазменного распыления металлической мишени. Установка оснащена системой измерения и контроля потока рабочего газа, состоящей из блока питания и индикации PR4000F и двух регуляторов расхода газа MFC 1179 для газов Ar и O_2 . Для проведения экспериментов по осаждению тонких пленок ZnO на подложки при комнатной температуре (27°C) использовалась система, основанная на элементе Пельтье. Подложки из оптического стекла марки ВК-7, на которые наносились пленки ZnO, с использованием специальных зажимов закреплялись в устройстве, осуществлявшем их перемещение внутри вакуумной камеры. Процесс осаждения пленок ZnO проводился при параллельном расположении мишени и подложки.

Рентгеноструктурный анализ пленок ZnO проводился с помощью установки ДРОН-2.0 (излучение $\text{CuK}\alpha$). Толщина пленок ZnO измерялась на спектрометре Filmetrics F20.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

В интервале давлений газов $5 \times 10^{-2} - 5 \times 10^{-3}$ мм рт.ст. и при соотношении смесей газов $\text{Ar}:\text{O}_2 = 3:1$ окисления поверхности мишени не наблюдалось, поэтому изучалось лишь влияние давления аргона на скорость осаждения и качество пленок.

Качество пленок ZnO, характеризующееся степенью ориентации зерен вдоль кристаллографического направления 002, варьировалось в зависимости от давления газов и геометрических факторов. Экспериментальные результаты, приведенные ниже, свидетельствуют о том, что основным фактором, определяющим кристалличность пленок, является скорость осаждения R_{dep} : качество пленки улучшается при уменьшении R_{dep} .

Основными механизмами влияния давления газов в камере на скорость осаждения пленок ZnO можно считать: 1) рассеяние распыленных атомов цинка из-за столкновения с атомами газов; 2) изменение вольт-амперных характеристик (ВАХ) плазмы, приводящих к зависимости напряжения анод-катод U от давления. В области рабочих давлений от 5×10^{-2} до 5×10^{-3} мм рт.ст. (применяемых в эксперименте) можно пренебречь рассеянием осаждаемых атомов. Изменение же ВАХ означает изменение потенциала катода (т.е. мишени), что оказывает существенное влияние на скорость распыления.

Обратимся теперь к вопросу зависимости напряжения катода от давления газов. Ток I , проходящий через плазму, пропорционален концентрации ионизованных атомов газов (Ar и O_2); эта концентрация определяется давлением газов P . В процессе осаждения пленок ZnO мощность $W = UI$, потребляемая плазмой, поддерживается постоянной, поэтому напряжение катода U уменьшается с ростом давления. Эту зависимость можно описать эмпирической формулой

$$U = AW/\tau P^n, \quad (1)$$

где τ есть время пролета ионов в плазме; параметр n определяется, в частности, долей ионизированных атомов газов; коэффициент пропорциональности A учитывает остальные факторы, от которых зависит сила тока. Уменьшение потенциала катода при увеличении давления газов, описываемое формулой (1), наблюдалось в ряде работ (см., например, [7]). Зависимость $U(P)$, полученная в нашем эксперименте (рис.1), хорошо аппроксимируется функцией (1) при значениях параметров $AW/\tau \approx 240$, $n = 0.04$. Функция $U(P)$ позволяет найти важную для оптимизации технологии характеристику: зависимость скорости распыления мишени (и, следовательно, скорости осаждения пленки) от давления газов. С уменьшением потенциала катода уменьшается энергия ионов, бомбардирующих мишень. Предполагая, что ионы могут распылять мишень, только если их энергия превышает некоторое пороговое значение E_{th} , и учитывая выражение (1), зависимость скорости роста пленки от давления газов можно описать следующей формулой:

$$R_{dep} \sim (K/P^n - E_{th})^\alpha, \quad (2)$$

где параметр K введен для описания зависимости энергии ионов от напряжения; α является калибровочным параметром. Соответствующий подбор параметров в формуле (2) позволяет удовлетворительно описать экспериментальные результаты. Соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей $R_{dep}(P)$, полученных при значении расстояния мишень–подложка $d = 70$ мм и при мощности магнетронного источника $W = 150$ Вт, показано на рис.2.

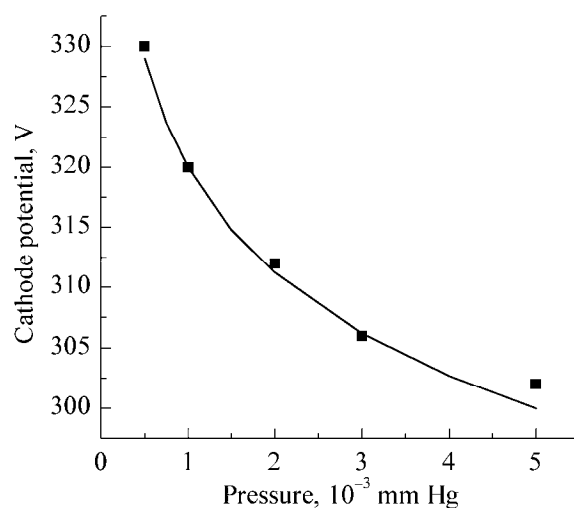


Рис.1. Зависимость потенциала катода от давления газов: экспериментальные данные и рассчитанная по формуле (1) (сплошная линия).

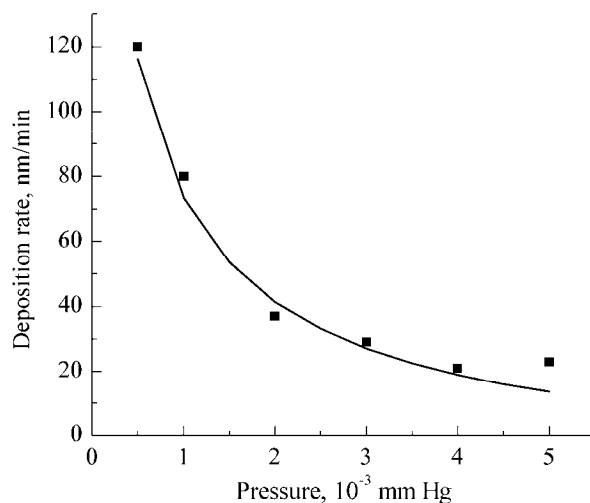


Рис.2. Зависимость скорости осаждения пленки от давления газов: экспериментальные данные и рассчитанная по формуле (2) (сплошная линия).

Далее, исследуя экспериментально зависимость качества пленок от давления газов, можно получить зависимость “степени кристалличности” пленок от скорости осаждения. На рис.3 приведены дифрактограммы образцов ZnO, полученные при мощности магнетронного источника $W = 150$ Вт, рабочих давлениях $P = 5 \times 10^{-2}$ (а), 10^{-2} (б), 5×10^{-3} (в) мм рт.ст и расстоянии мишень–подложка $d = 110$ мм. Из рис.3а видно, что при давлениях 5×10^{-2} мм рт.ст. получены поликристаллические пленки; при этом скорость роста составляла 4 нм/мин. При давлениях 10^{-2} мм рт.ст. скорость роста пленок составляет 15 нм/мин и наблюдается переход от поликристаллических пленок ZnO к ориентированным вдоль 002 кристаллографического направления, с межплоскостным расстоянием $d_{002} = 2.60$ Å (рис.3б). Однако при давлениях 5×10^{-3} мм рт.ст., когда скорость роста пленок составляет уже 36.6 нм/мин, происходит переход от текстурированных пленок к практически аморфным образцам ZnO (рис.3в).

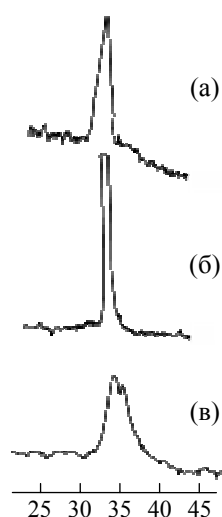


Рис.3. Дифрактограммы образцов ZnO, осажденных с применением плоской мишени. Расстояние мишень–подложка $d = 110$ мм; давление а) 5×10^{-2} , б) 10^{-2} , в) 5×10^{-3} мм рт.ст.

Таким образом, оптимальная скорость роста качественных, текстурированных пленок ZnO достигается в области давлений от 5×10^{-2} до 10^{-2} мм рт.ст., когда скорость роста пленок составляет ~ 15 нм/мин. Наличие такого узкого интервала оптимальных давлений можно понять из следующих соображений. Формирование текстуры пленки во многом определяется кинетикой осаждаемых частиц на подложке. Эти частицы должны обладать достаточно большой энергией, чтобы быть способными мигрировать по поверхности и связываться в кластеры, формирующие регулярную кристаллическую решетку [8]. Очевидно, что при больших давлениях, когда напряжение мишени падает (рис.1), энергия распыляемых атомов цинка недостаточна для обеспечения такой кинетики, что является причиной плохой текстуры пленки (рис.3а). Если же давление газов

слишком мало, из-за возрастания напряжения катода достигается очень большая скорость осаждения (рис.2). При этом большой поток осаждаемых частиц приводит к тому, что образуемые кластеры мешают друг другу образовывать кристаллическую структуру. В результате наблюдается ухудшение текстуры (рис.3в).

Так как для обеспечения чистоты пленок желательно использовать более высокий вакуум, то можно получить необходимую скорость осаждения пленок ZnO оптимизацией геометрических параметров магнетронной системы. Зависимость скорости осаждения и качества пленок от расстояния d между мишенью и подложкой, а также от профиля сечения мишени рассмотрена в следующих разделах.

3.1. Осаждение пленок с использованием плоской мишени

Прежде чем перейти к обсуждению экспериментальных результатов, рассмотрим модель, на основе которой можно интерпретировать зависимость от расстояния d . Так как давление газов в камере достаточно мало для того, чтобы пренебречь столкновениями распыленных атомов цинка друг с другом и с атомами Ar, перенос атомов от мишени к подложке можно описать механизмом баллистического транспорта. При этом можно легко рассчитать зависимость R_{dep} от расстояния d , а также радиальное распределение скорости осаждения, т.е. нахождение зависимости R_{dep} от расстояния l от центра подложки.

Зона распыления мишени имеет форму кольца с внутренним и внешним радиусами r_{min} и r_{max} , соответственно. Скорость осаждения пленки на подложке в точке (x,y) пропорциональна потоку атомов цинка на элемент площади, определяемого “прямой видимостью” элементов площади зоны распыления (рис.4):

$$\Gamma_{\text{Zn}}^{\text{subst}} = \int_{\Omega} \Gamma_{\text{Zn}}(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (3)$$

где телесный угол $d\Omega$ определяется через элемент поверхности на мишени как

$$d\Omega = \frac{dS \cos \theta}{r_{12}^2}. \quad (4)$$

Поток распыленных атомов цинка будем считать не зависящим от азимутального угла, т.е. $\Gamma_{\text{Zn}}(\theta, \varphi) \equiv \Gamma_{\text{Zn}}(\theta)$ (что справедливо для случая плоской мишени). Элемент поверхности есть $dS = r dr d\varphi$; используя рис.3, можно записать

$$\cos \theta = \frac{d}{r_{12}}, \quad r_{12} = \sqrt{d^2 + l^2 + r^2 - 2lr \cos \varphi}. \quad (5)$$

Для окончательного вычисления потока на мишени необходимо определить функцию $\Gamma_{\text{Zn}}(\theta)$. В отличие от случая термического распыления мишени, где распределение вылетевших частиц можно описывать механизмом диффузии Кнудсена (т.е. предполагая равномерное угловое распределение распыленных частиц), в случае ионного распыления зависимость Γ_{Zn} от θ может возникать

из-за преобладания вероятности вылета атомов цинка в направлении падения бомбардирующих атомов, т.е. перпендикулярно поверхности мишени. Теоретическое нахождение функции $\Gamma_{Zn}(\theta)$ требует микроскопического описания процесса столкновения атома с мишенью и не проводится в данной работе. В качестве эмпирической зависимости будет использована функция нормального распределения:

$$\Gamma_{Zn}(\theta) = \Gamma_{Zn}(0) \exp(-\theta^2 / 2\theta_m^2). \quad (6)$$

Учитывая, что скорость осаждения пленки $R_{dep} \sim \Gamma_{Zn}^{subst}$, получим окончательно

$$R_{dep} = K_1 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_{min}}^{r_{max}} \Gamma_{Zn}(\theta) \frac{d}{(d^2 + l^2 + r^2 - 2lr \cos \varphi)^{3/2}} r dr. \quad (7)$$

Коэффициент пропорциональности K_1 необходимо определить из сравнения с экспериментальными данными.

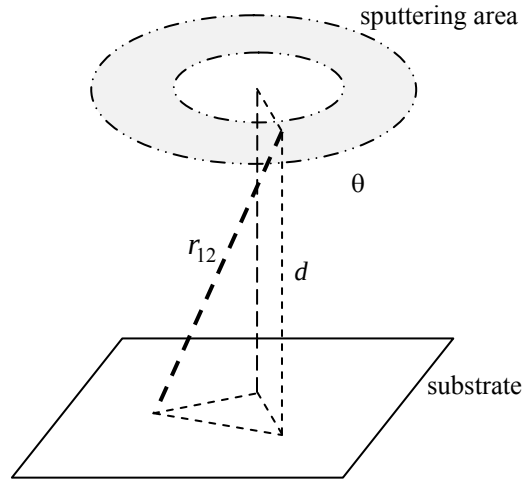


Рис.4. Схематическое изображение системы мишень-подложка. Указаны расстояния, необходимые для вычисления потока частиц из точки 2 в точку 1.

Соответствие распределения скорости осаждения пленок, определенной согласно функции (7), с экспериментальными данными ($W = 150$ Вт, $P = 10^{-2}$ мм рт.ст., $d = 70$ мм, 110 мм, 150 мм) показано на рис.5. С увеличением расстояния d между мишенью и подложкой скорость осаждения пленок ZnO уменьшается, а также достигается формирование пленок, равномерных по толщине. Радиусы зоны распыления в эксперименте составляли $r_{min} = 15$ мм и $r_{max} = 25$ мм. Хорошее совпадение с экспериментом получено при значениях калибровочного параметра $K_1 = 175$ и характерной полуширины углового распределения $\theta_m \approx \pi/6$.

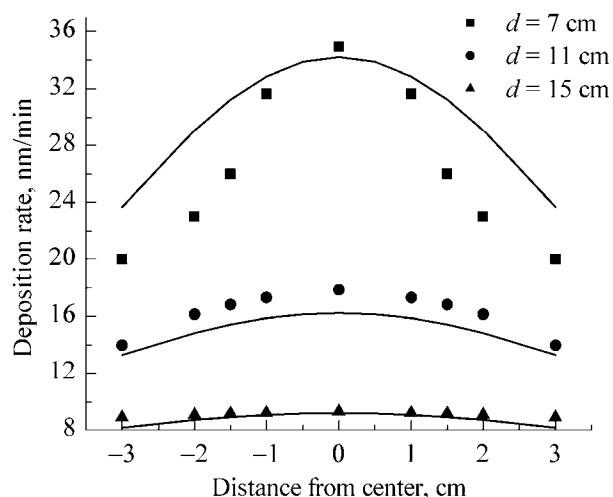


Рис.5. Распределение скорости осаждения пленки при разных расстояниях мишень–подложка. Сплошные линии соответствуют предсказаниям теоретической модели.

Таким образом, модель баллистического транспорта позволяет удовлетворительно предсказывать скорость осаждения и степень равномерности осажденных пленок. Полученные результаты показывают, что использование расстояний мишень–подложка меньше 110 мм нецелесообразно из-за сильной неоднородности осажденных пленок. С увеличением расстояния мишень–подложка поток осаждаемых частиц уменьшается (и, следовательно, уменьшается скорость роста пленки), что должно приводить к улучшению качества пленок. Необходимо учесть, однако, что при слишком больших расстояниях из-за процессов столкновения энергия осаждаемых атомов будет уменьшаться, как было показано выше, и может привести к ухудшению качества пленок. Рентгеновские и электронографические исследования подтверждают, что наилучшее качество пленок достигается при расстоянии $d \approx 110$ мм. Более детально зависимость текстуры пленки от расстояния мишень–подложка рассмотрена в следующем разделе.

3.2. Осаждение пленок с использованием мишени с коническим углублением зоны распыления

Приведенные в предыдущих разделах результаты можно резюмировать следующим образом. Если магнетронное распыление проводить при низком давлении газов ($P < 10^{-2}$ мм рт.ст.), что необходимо для получения чистых пленок ZnO, то текстура пленки ухудшается из-за большого потока атомов на подложку. Увеличение расстояния мишень–подложка приводит к уменьшению потока частиц, однако при этом уменьшается энергия осаждаемых частиц, что также приводит к ухудшению текстуры. Обеспечить осаждение высокоэнергетичных частиц в высоком вакууме, уменьшив при этом их поток на подложку, удастся применением мишени с углублением зоны распыления. Как показано

ниже, профиль сечения мишени с коническим углублением (рис.6) приводит к осаждению более качественных пленок, так как углубление зоны распыления позволяет обеспечить меньший и более равномерный поток атомов на подложку (не увеличивая расстояние d). Чтобы понять влияние такого углубления, рассмотрим результаты моделирования процесса DC-магнетронного распыления.

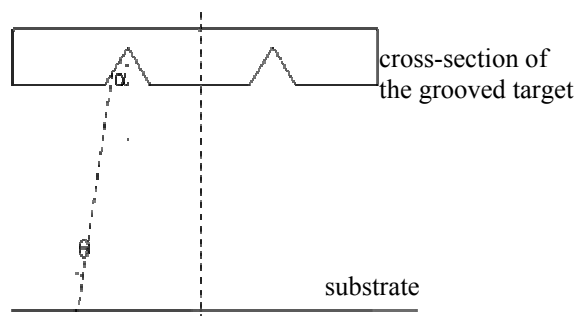


Рис.6. Поперечное сечение системы мишень–подложка.

Углубление зоны распыления приводит к изменению угла вылета атомов Zn. Метод вычисления скорости осаждения в этом случае аналогичен случаю с плоской подложкой. Не приводя деталей вычислений, укажем лишь что поток атомов на подложке есть сумма потоков с “внешней” и “внутренней” поверхностей, формирующих профиль углубления. “Внешняя” поверхность способствует большему осаждению атомов в центре пленки, а атомы с “внутренней” поверхности в основном осаждаются на периферии пленки. В результате формируется более равномерная пленка. Площадь каждой из указанных поверхностей меньше площади зоны распыления плоской мишени, что приводит к уменьшению потока. Отметим также, что с уменьшением угла α , характеризующего профиль сечения мишени, возможно увеличение вероятности столкновения атомов, распыленных с “внешней” и “внутренней” поверхностей, что приведет к уменьшению энергии осаждаемых частиц. Ввиду этих явлений использование конфигурации мишени с малым углом α углубления нежелательно. В данной работе использовалось углубление с углом $\alpha = \pi/3$. Сравнение распределения скорости осаждения ZnO для плоской мишени и мишени с таким углублением при расстоянии мишень–подложка 110 мм представлено на рис.7.

Анализ данных рентгенографических исследований позволяет выявить зависимость качества осажденных пленок ZnO от расстояния мишень–подложка. На рис.8 показаны дифрактограммы образцов тонких пленок ZnO, полученных при мощности магнетронного источника 150 Вт, рабочем давлении 5×10^{-3} мм рт.ст., при расстояниях мишень–подложка 70 мм, 110 мм, 150 мм. В отличие от случая использования плоской мишени, использование мишени с углублением позволяет при таких давлениях получать качественные пленки. При расстояниях мишень–подложка 110 мм формируются качественные, текстурированные пленки ZnO толщиной 180 нм (рис.8б), скорость роста пленок

составляет 18 нм/мин. Из рис.8а и 8в очевидно, что при уменьшении расстояния мишень–подложка (70 мм) или же при увеличении (150 мм) качество пленок ухудшается, появляется рефлекс вдоль направления 010 с межплоскостным расстоянием $d_{010} = 2.48 \text{ \AA}$.

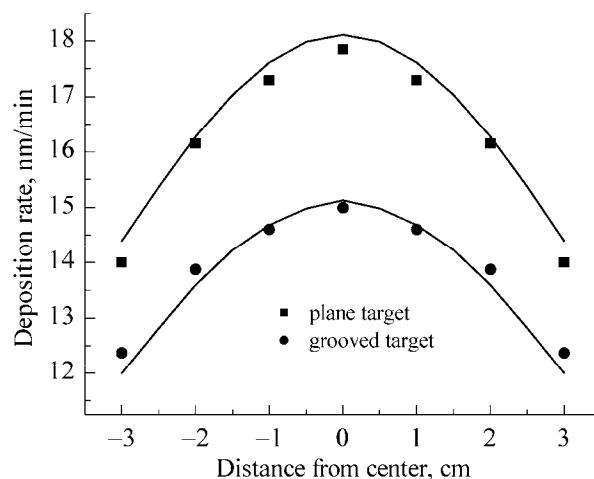


Рис.7. Распределение скорости осаждения пленки для плоской мишени и мишени с углублением зоны распыления. Сплошные линии соответствуют предсказаниям теоретической модели.

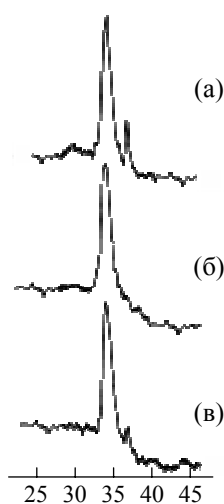


Рис.8. Дифрактограммы образцов ZnO, осажденных с применением мишени с углублением при давлении $P = 5 \times 10^{-3}$ мм рт.ст. Расстояние мишень–подложка: а) 70 мм, б) 110 мм, в) 150 мм.

Наличие оптимального расстояния мишень–подложка можно интерпретировать аналогично оптимальному давлению газов, исследованному выше. Оптимальное значение d определяется «конкуренцией» двух процессов: при малых

расстояниях большой поток частиц на подложку препятствует формированию хорошей текстуры, а при слишком больших расстояниях текстура ухудшается из-за уменьшения энергии осаждаемых частиц.

4. Заключение

Проведенное исследование выявляет основные параметры магнетронной системы, оптимизация которых позволяет осадить равномерные, ориентированные пленки ZnO. Используя малые рабочие давления газов, что необходимо для обеспечения чистоты пленок, можно получить качественные пленки путем подбора оптимального расстояния между цинковой мишенью и подложкой, а также создавая определенную конфигурацию зоны распыления мишени. Коническое углубление в мишени позволило перераспределить поток осаждаемых частиц, не уменьшая их энергию, в результате чего значительно улучшилась кристаллическая структура пленки. Заметим, однако, что в данной работе была рассмотрена одна определенная конфигурация мишени с углублением. Предполагается, что развитие теоретической модели позволит оптимизировать форму этого углубления и добиться дальнейшего улучшения качества пленок. Кроме того, необходимо учесть, что в процессе эксплуатации мишени форма углубления в мишени будет меняться. Поэтому наиболее оптимальная форма углубления должна обеспечивать такое направление износа мишени, при котором по возможности будет сохраняться распределение распыленных атомов цинка.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Berg, T.Nuberg. Thin Solid Films, **476**, 215 (2005).
2. D.Song, A.Aberle, J.Xia. Appl. Surf. Sci., **195**, 291 (2002).
3. S.Uthanna, T.K.Subramanyam, B.S.Naidu, G.M.Rao. Opt. Mater., **19**, 461 (2002).
4. J.J.Chen, Y.Gao, F.Zeng, D.M.Li, F.Pan. Appl. Surf. Sci., **223**, 318 (2004).
5. W.X.Cheng, A.L.Ding, X.S.Zheng, et al. J. Phys.: Conf. Series, **152**, 012036 (2009).
6. Э.Р.Аракелова, А.М.Хачатрян, К.Э.Авджян, Н.С.Арамян, В.А.Геворкян, С.Г. Григорян, Г.Н.Мирзоян. Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 451 (2011).
7. T.Subramanyam, B.S.Naidu, S.Uthanna. Cryst. Res. Technol., **35**, 1193 (2000).
8. K.Muller. J. Appl. Phys., **62**, 1796 (1987).

OPTIMIZATION OF MAGNETRON DEPOSITION PROCESS FOR FORMATION OF HIGH-QUALITY ORIENTED ZnO FILMS

E.R. ARAKELOVA, A.M. KHACHATRYAN, K.E. AVJYAN, A.A. KTEYAN

The thickness distribution and structure of ZnO films deposited by DC-magnetron sputtering of a zinc target in argon-oxygen medium at substrate temperature of 27°C and gas pressure within $5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$ mm Hg in the chamber was investigated. It was revealed that the use of a target with a certain cavity in the sputtering zone allowed depositing high quality c-oriented films at lower gas pressure in comparison with a flat target. The dependence of film quality on geometric factors was interpreted on the basis of theoretical computations on the assumption that the film structure was modified with the decrease in the flow of deposited Zn particles and increase in their energy.

УДК 621.372

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДНОЙ И КИСЛОРОДНОЙ ПАССИВАЦИИ НА БИОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Г.А. МЕЛИКДЖАНЫ

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 27 марта 2012 г.)

Исследовано влияние кислородной и водородной пассиваций пористого кремния на его электрические свойства. В случае с кислородной пассивацией был использован раствор $\text{HCl}:\text{HF}:\text{EtOH}$, а водородной – $\text{H}_2\text{O}_2:\text{HF}:\text{EtOH}$. Изучены зависимости вольт-амперных характеристик и сопротивлений образцов от воздействия глюкозы и РНК бактерии *E. coli* (кишечная палочка).

1. Введение

Пористый кремний (ПК) является перспективным материалом для исследования чувствительности биологических материалов, потому что он биосовместим с биологическими веществами, механически прочен и удобен для использования. Высокое отношение развитой площади поверхности к объему материала ($\sim 1000 \text{ м}^2/\text{см}^3$) [1] делает его хорошим кандидатом на безметковую (непосредственную) чувствительность к биомолекулам. Кроме того, ПК имеет преимущество перед обычными планарными структурами благодаря его развитой поверхности, что позволяет получать большую чувствительность с помощью малых по размерам устройств [2]. Нужно отметить, что процесс создания ПК совместим с современными полупроводниковыми технологиями [3].

Главная функция биосенсора – преобразование биологического сигнала в электрический сигнал. Электрические характеристики ПК очень чувствительны к его поверхностным свойствам и составу [4-6] и к присутствию или отсутствию биомолекул на поверхности [7]. Следовательно, интегрирование ПК приведет к увеличению чувствительности. Поры ПК действуют как натуральные мембраны для маленьких биологических частиц [8]. Управляя размерами пор от нескольких нанометров до нескольких микрометров, можно поместить молекулы мишени разных размеров [1]. Другим преимуществом ПК является то, что при некоторых применениях не требуется дополнительной функционализации поверхности для последующего создания ковалентных связей с биомолекулами [9].

Авторы работ [7,9,10] исследовали ПК как биосенсор глюкозы, при этом концентрация глюкозы была до 1 мг/л. В нашей работе использовалась концентрация 1 г/л – средняя концентрация глюкозы в крови.

Целью настоящей работы было исследование влияние водородной и кислородной пассивации ПК без его функционализации на чувствительность к глюкозе и РНК бактерии *E. coli*.

2. Методика эксперимента

Образцы пористого кремния были получены нами на подложках из монокристаллического кремния *p*-типа ($\rho = 168 \text{ Ом см}$) путем их электрохимического травления. Методика получения образцов приведена в [11]. Электрохимическое анодирование проводилось при гальваностатическом режиме в следующих растворах: для обычных образцов – в растворе $\text{HF}(50\%):\text{EtOH}(96\%)$ в соотношении 1:2 по объему, для образцов с водородной пассивацией – в растворе $\text{H}_2\text{O}_2(30\%):\text{HF}(50\%):\text{EtOH}(96\%)$ в соотношении 5:1:1 по объему, для образцов с кислородной пассивацией – в растворе $\text{HCl}(40\%):\text{HF}(50\%):\text{EtOH}(96\%)$ в соотношении 1:1:5 по объему. Режимы травления во всех трех случаях одинаковы для сравнения чувствительностей: ток анодирования 10 мА/см^2 , а время анодирования 2 мин. Для измерения вольт-амперных характеристик, на поверхности полученных образцов методом ионно-плазменного распыления были осаждены гребенчатые контакты из золота.

Для определения влияния глюкозы на ПК, образцы окунались в раствор глюкозы 1 г/л в течение пяти минут, после чего для снятия неадсорбированного слоя они помещались в воду и выдерживались в течение трех минут, а в случае с РНК бактерии *E. coli* на образцы ПК накапывался раствор 0.1BPSE $A = 7.2$ РНК бактерии *E. coli* (где A – оптическая проницаемость раствора, а $1\text{BPSE} = 6\text{mMNa}_2\text{HPO}_4 + 2\text{mMNaH}_2\text{PO}_4 + 185\text{mMNaCl} + 1\text{mMEDTA}$), выдерживались в воздухе в течение пяти минут для просушивания, после чего окунались в воду и выдерживались в течение трех минут. До измерений образцы просушивались на воздухе. Были сняты СЭМ изображения образцов после воздействия РНК бактерии *E. coli*, а также их вольт-амперные характеристики и значения сопротивления до и после воздействия глюкозы и РНК бактерии *E. coli*. Измерения вольт-амперных проводились на основе платы NI PCI 6221 с помощью программного обеспечения LabVIEW.

3. Чувствительность ПК к глюкозе

Авторы при исследовании сенсоров на кремнии *p*-типа наблюдали уменьшение проводимости [7,10,12]. Известно, что вода уменьшает сопротивление ПК [10,13]. В водном растворе глюкоза находится в виде кристаллогидратов $\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6 \times \text{H}_2\text{O}$. Исходя из этого, мы предполагаем, что возможны два типа влияния глюкозы на ПК – взаимодействие глюкозы [10] и кристаллогидратов глюкозы. Предполагается, что после того как образцы просушивают, на поверхности образцов могут остаться как молекулы глюкозы, так и кристаллогидраты. Причиной тому может являться поверхностное состояние пористого кремния и окружающая среда. Если предположить, что молекулы глюкозы увеличивают

сопротивление [10], а кристаллогидраты ее уменьшают, то общее сопротивление может увеличиваться или уменьшаться.

В табл.1 приведены величины сопротивлений образцов до и после помещения в раствор глюкозы.

На рис.1 показаны вольт-амперные характеристики образцов ПК после помещения их в раствор глюкозы.

Табл.1. Величины сопротивлений образцов ПК до и после глюкозы.

Образец	Сопротивление до глюкозы	Сопротивление после глюкозы
Непассивированный	79000 Ом	24800 Ом
Водородная пассивация	14620 Ом	3880 Ом
Кислородная пассивация	3610 Ом	695 Ом

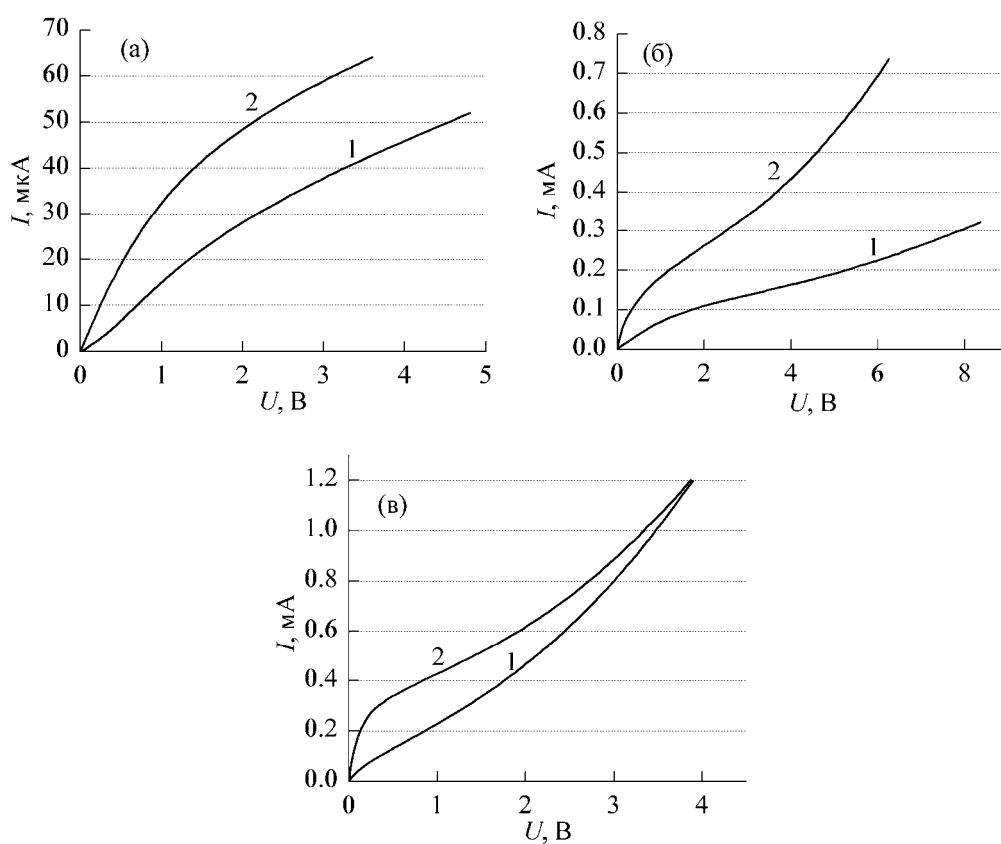


Рис.1. Вольт-амперные характеристики образцов ПК (1) до и (2) после воздействий глюкозы для (а) обычных образцов, (б) для образцов ПК с водородной пассивацией, (в) для образцов ПК с кислородной пассивацией.

Из табл.1 следует, что сопротивление обычного образца после глюкозы уменьшается примерно в 3.2 раза, в случае водородной пассивации – в 3.8 раза, а в случае кислородной пассивации – в 5.2 раз. Самая большая чувствительность наблюдается при кислородной пассивации. Из рис.1в следует, что максимальная чувствительность (определение которой дано в [12]) наблюдается, когда напряжение равно 0.4 В, и с увеличением напряжения чувствительность падает. При водородной пассивации (рис.1б) чувствительность увеличивается с увеличением напряжения. Вероятно, это связано с нелинейным изменением концентрации носителей заряда с увеличением напряжения.

4. Чувствительность ПК к РНК бактерии E. coli

На рис.2 показано СЭМ изображение РНК бактерии E. coli на ПК, где видны комплексы РНК.

В табл.2 приведены величины сопротивлений, а на рис.3 представлены вольт-амперные характеристики образцов до и после воздействия РНК бактерии E. coli.

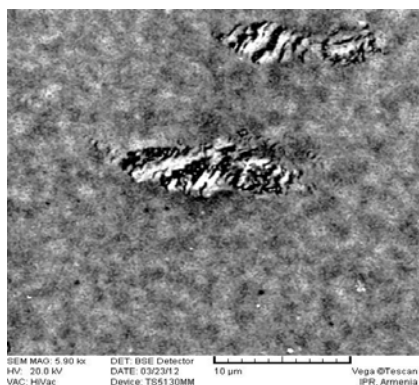


Рис.2. СЭМ изображение РНК бактерии E. coli на ПК.

Табл.2. Величины сопротивлений образцов до и после РНК бактерии E. coli.

Образец	Сопротивление до РНК	Сопротивление после РНК
Непассивированный	24300 Ом	35150 Ом
Водородная пассивация	3060 Ом	1200 Ом
Кислородная пассивация	28450 Ом	12980 Ом

Результаты измерения вольт-амперных характеристик показывают, что при обычном образце ПК сопротивление увеличивается с увеличением напряжения. При водородной пассивации дело обстоит иначе. До 2 В сопротивление больше, чем до РНК. После 2 В сопротивление образца уменьшается и становится меньше, чем до его помещения в РНК, но чувствительность (соотношение

сопротивлений образцов до и после воздействия РНК бактерии *E. coli*) увеличивается за счет увеличения соотношения сопротивлений. Это может происходить из-за изменения носителей заряда от отрицательного значения к положительному. При кислородной пассивации сопротивление меньше, чем до воздействия РНК бактерии *E. coli*, но чувствительность с увеличением напряжения увеличивается.

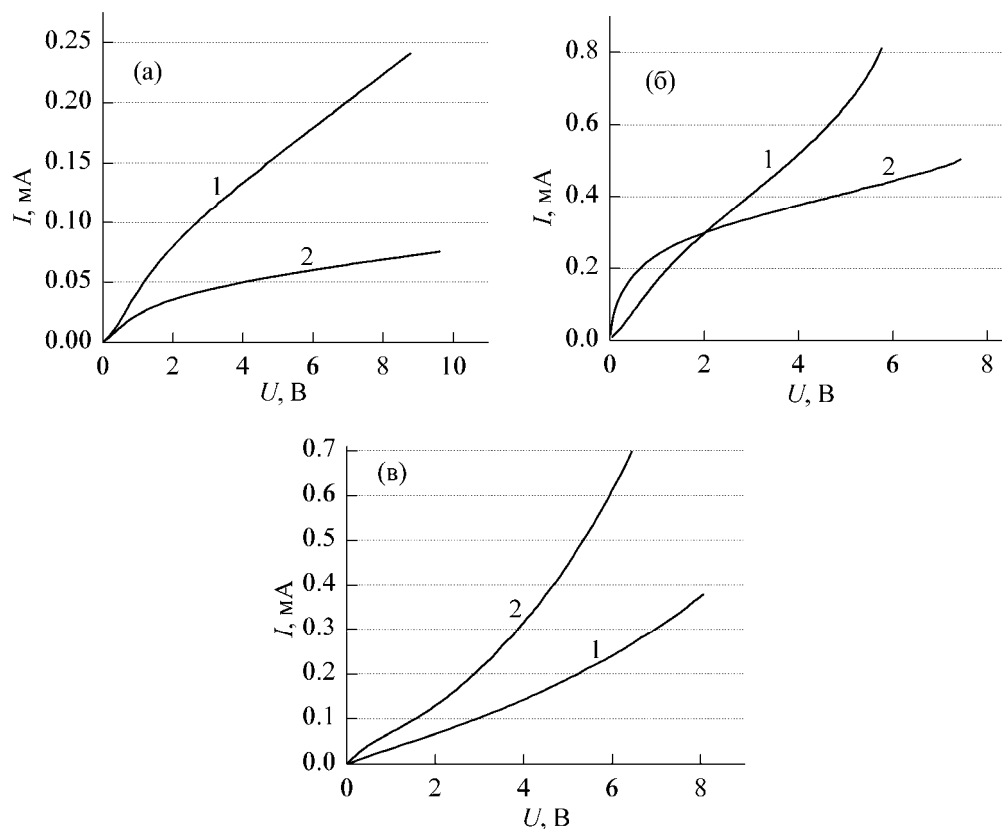


Рис.3. Вольт-амперные характеристики образцов (1) до и (2) после воздействий РНК бактерии *E. coli* для (а) обычных образцов, (б) для образцов ПК с водородной пассивацией, (в) для образцов ПК с кислородной пассивацией.

5. Заключение

Таким образом, показано, что пассивация образцов ПК в некоторых случаях увеличивает чувствительность ПК к глюкозе, особенно при водородной пассивации, и к РНК бактерии *E. coli* (при напряжении до 2 В). При кислородной пассивации чувствительность ПК к глюкозе также увеличивается до 2 В, а к РНК бактерии *E. coli* она увеличивается во всем промежутке напряжений.

Автор выражает благодарность Х.С. Мартirosяну, проф. Е. Дальян за предоставление раствора РНК бактерии *E. coli* и академику В.М. Арутюняну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.Lehmann.** Electrochemistry of Silicon: Instrumentation, Science, Materials and Applications, Weinheim, Wiley-VCH, 2002.
2. **F.P.Mathew, E.C.Alocilja.** Biosensors and Bioelectronics, **20**, 1656 (2005).
3. **J.E.Lugo, M.Ocampo, A.G.Kirk, D.V.Plant, P.M.Fauchet.** Journal of New Materials for Electrochemical Systems, **10**, 113 (2007).
4. **C.Cadet, D.Deresmes, D.Villaume, D.Stievenard.** Appl. Phys. Lett., **64**, 2827 (1994).
5. **V.Lehmann, F.Hofmann, F.Möller, U.Gruning.** Thin Solid Films, **255**, 20 (1995).
6. **L.A.Balagurov, D.G.Yarkin, E.A.Petrova.** Mater. Sci. Eng. B, **69-70**, 127 (2000).
7. **J.López-García, R.J.Martín-Palma, M.Manso, J.M.Martínez-Duart.** Sens. Actuat. B, **126**, 82 (2007).
8. **Y.Vashpanov, J.Y.Son, K.D.Kwack.** Sensors, **8**, 6225(2008).
9. **G.Recio-Sánchez, V.Torres-Costa, M.Manso, et al.** Materials, **3**, 755 (2010).
10. **A.S.Hovhannisyanyan, V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, V.E.Galstyan.** Armenian Journal of Physics, **1**, 34 (2008).
11. **Г.А.Меликджанян, Х.С. Мартirosян.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 201 (2012).
12. **Г.А.Меликджанян, Х.С. Мартirosян.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 294 (2012).
13. **J.J.Mares, J.Kristofik, E.Hulicius.** Thin Solid Films, **255**, 272 (1995).

ԾԱԿՈՏԿԵՆ ՄԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ԶՐԱԾՆԱՅԻՆ ԵՎ ԹԹՎԱԾՆԱՅԻՆ ՊԱՍԻՎԱՑՄԱՆ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՐԱ ԲԻՈԶԳԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Գ.Ա. ՄԵԼԻԿԶՅԱՆ

Հետազոտված են ծակոտկեն սիլիցիումի ջրածնային և թթվածնային պասիվացման ազդեցությունը նրա էլեկտրական հատկությունների վրա: Թթվածնային պասիվացման դեպքում օգտագործվել է HCl:HF:EtOH լուծույթը, ջրածնային դեպքում H₂O₂:HF:EtOH լուծույթը: Ցույց են տրված նմուշների վոլտ-ամպերային և դիմադրության կախվածությունները գլյուկոզային և E. coli բակտերիայի ՌՆԹ-ից:

INFLUENCE OF HYDROGEN AND OXYGEN PASSIVATION OF POROUS SILICON ON ITS BIOSENSITIVITY

G.A. MELIKJANYAN

Influence of oxygen and hydrogen passivation of porous silicon on its electrical properties is investigated. In the case of oxygen passivation there was used HCl:HF:EtOH solution and for hydrogen passivation – H₂O₂:HF:EtOH. The dependences of current-voltage characteristics and resistance values of samples on interaction of glucose and RNA of E. coli bacterium were studied.

УДК 621.372

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНОДИРОВАНИЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ НА ЕГО ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ГЛЮКОЗЕ

Г.А. МЕЛИКДЖАНЫН, Х.С. МАРТИРОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 4 апреля 2012 г.)

Исследовано влияние параметров анодирования пористого кремния на чувствительность к глюкозе путем измерения вольт-амперных характеристик и сопротивлений образцов. Показано, что чувствительность резко увеличивается (до 5.5 раза) с увеличением плотности тока анодирования.

1. Введение

Пористый кремний (ПК) может быть использован в качестве биочувствительного слоя из-за его развитой поверхности [1]. С другой стороны изменение структуры и модифицирование поверхности ПК приводит к различным величинам чувствительности к биоагенту [2,3]. Следовательно, при правильном выборе параметров получения слоев ПК можно добиться максимального значения чувствительности к биоагентам. Примером биоагента служит глюкоза.

Исследование ПК в качестве биосенсора глюкозы проведено в работах [2-7], где показано, что изменение структуры и модифицирование поверхности слоев ПК приводит к различным значениям чувствительности ПК к глюкозе. Такие изменения были достигнуты за счет изменения параметров получения слоев ПК (время и плотность тока анодирования, раствор анодирования).

Целью данной работы была выявление оптимальных условий изготовления слоев ПК, при которых будут достигнуты максимальные значения чувствительности к глюкозе.

2. Методика эксперимента

Образцы пористого кремния были получены нами на подложках из монокристаллического кремния *p*-типа ($\rho = 168 \text{ Ом см}$) путем их электрохимического травления. Методика получения образцов, а также метод измерения чувствительности к глюкозе приведены в [2]. Электрохимическое анодирование проводилось в гальваностатическом режиме при следующих параметрах процесса: раствор травления $\text{HF}(50\%):\text{EtOH}(96\%)$ в соотношении 1:2 по объему, при значениях плотности тока анодирования 8, 10 и 12 мА/см^2 , и времени травления 100 с, 120 с и 140 с. Для определения чувствительности были проведены измерения вольт-амперных характеристик. Для этой цели на поверхности полу-

ченных образцов ионно-плазменным напылением были осаждены гребенчатые контакты из золота. Измерения проводились на основе платы NI PCI 6221 с помощью программного обеспечения LabVIEW.

3. Результаты и обсуждение

В табл.1 приведены величины сопротивления образцов ПК, а на рис.1 показаны вольт-амперные характеристики образцов до и после воздействия глюкозы. Как видно из рис.1, в случае образцов, режимы анодирования которых были, соответственно, 140 с при 10 мА/см² (рис.1а) и 120 с при 12 мА/см² (рис.1б), сопротивление увеличивается с увеличением напряжения, а в остальных случаях (рис.1в-д) наблюдается обратная картина. Предполагается, что увеличение сопротивления происходит благодаря увеличению воздействия молекул глюкозы, по сравнению с воздействием кристаллогидратов. При равных начальных параметрах, если абсолютное значение влияния молекул глюкозы больше, чем влияние кристаллогидратов глюкозы, то воздействия влажности воздуха и других меняющихся параметров при их существенном изменении будут малы. Уменьшение сопротивления образцов происходит по причине, обратной увеличению сопротивления.

Величина чувствительности полученных структур определялась из вольт-амперных характеристик следующей формулой:

$$\kappa = 1 + \frac{r_1}{r_0},$$

где r_0 – сопротивление образца до воздействия глюкозы, а r_1 – сопротивление образца после воздействия глюкозы, которое в свою очередь состоит из двух составляющих, первой из которых является внедрение сопротивления молекул глюкозы, приводящее к увеличению сопротивления r_1 , а второй – внедрение сопротивления кристаллогидратов, приводящее к уменьшению сопротивления r_1 .

Зависимости чувствительности образцов от времени и плотности тока анодирования показаны на рис.2.

Табл.1. Величины сопротивления образцов ПК до и после воздействия глюкозы при различных параметрах анодирования.

Время анодирования (секунды)	Ток анодирования (мА/см ²)	Сопротивление до глюкозы (кОм)	Сопротивление после глюкозы (кОм)
140	10	187	344
120	12	1054	5750
120	10	79	24.8
120	8	186.2	167.5
100	10	302.5	124.4

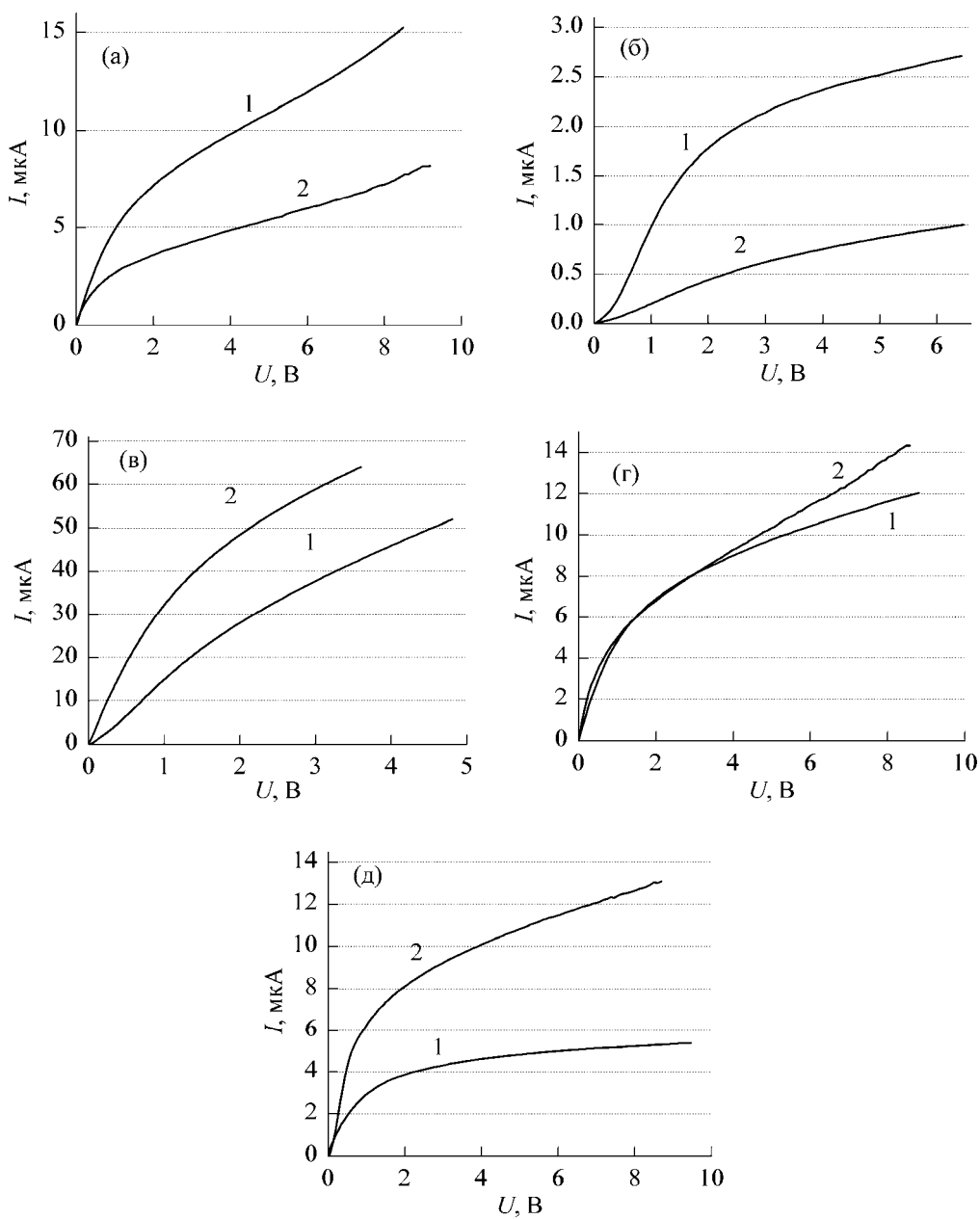


Рис.1. Вольт-амперные характеристики образцов (1) до и (2) после воздействия глюкозы при режимах анодирования (а) 140 с, 10 mA/cm^2 , (б) 120 с, 12 mA/cm^2 , (в) 120 с, 10 mA/cm^2 , (г) 120 с, 8 mA/cm^2 , (д) 100 с, 10 mA/cm^2 .

Из рис.2 видно, что при изменении времени травления чувствительность не меняется пропорционально, а при изменении тока анодирования зависимость имеет почти линейный характер, и при увеличении тока чувствительность увеличивается примерно в 5.5 раз.

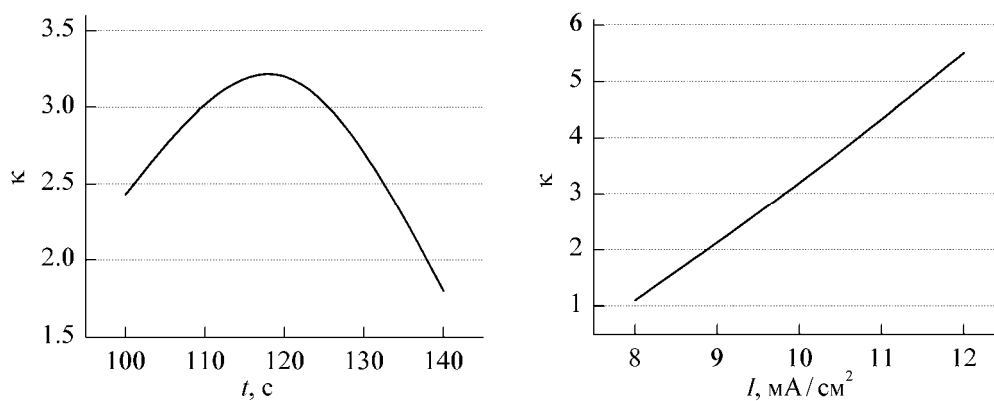


Рис.2. Зависимости чувствительности образцов к глюкозе от параметров анодирования: а) от времени анодирования, б) от плотности тока анодирования.

4. Заключение

Таким образом, показано, что режимы анодирования влияют на чувствительность ПК к глюкозе. При увеличении времени анодирования изменения неоднозначны, а при увеличении тока анодирования чувствительность увеличивается. Полученные результаты могут быть использованы для выявления оптимального режима анодирования для получения структур с высокой чувствительностью к глюкозе.

Авторы выражают благодарность академику В.М. Арутюняну за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.Bisi, S.Ossicini, L.Pavesi. Surf. Sci. Rep., **38**, 1 (2000).
2. Г.А. Меликджанян, Х.С. Мартиросян. Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 288 (2012).
3. Z.Yamani, W.H.Thompson, et al., Appl. Phys. Lett., **70**, 6404 (1997).
4. G.A. Melikjanyan, Kh.S. Martirosyan. Proceedings of the 8th International Conference on Semiconductor Micro- and Nanoelectronics, Yerevan, Armenia, July 1-3, 2011, p.137.
5. J. López-García, R.J. Martín-Palma, et al. Sens. Actuat. B-Chem., **126**, 82 (2007).
6. G.Recio-Sánchez, V.Torres-Costa, M.Manso, et al. Materials, **3**, 755 (2010).
7. A.S. Hovhannisyan, V.M. Aroutiounian, Kh.S. Martirosyan, V.E. Galstyan. Armenian Journal of Physics, **1**, 34 (2008).

INFLUENCE OF ANODIZATION PARAMETERS OF POROUS SILICON ON ITS GLUCOSE SENSITIVITY

G.A. MELIKJANYAN, Kh.S. MARTIROSYAN

Influence of the anodization parameters of porous silicon on its glucose sensitivity was investigated by measuring the current-voltage characteristics and resistance of samples. It is shown that the sensitivity increases sharply up to 5.5 times with increase in the anodization current density.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются оригинальные статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 15 страниц, включая рисунки. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на принтере через 2 интервала. При наборе статьи следует использовать редактор MS Word.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. В тексте статьи и на рисунках латинские символы следует приводить курсивом, а греческие – прямо. Векторы обозначаются жирным шрифтом, без стрелок. В индексах символов необходимо использовать английские обозначения.

6. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

7. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

8. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

9. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

10. Автор передает редакции журнала "Известия НАН Армении, Физика" исключительное право на воспроизведение, распространение статьи в периодической печати, а также на ее перевод на английский язык для переиздания в журнале "Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)".

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 0019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ս. Սիրունյան, Ա.Ռ. Թումասյան, Վ.Ա. Խաչատրյան, Ս.Ա. Չատրչյան. Պոմե- րոնի պարտոնային կառուցվածքի հետազոտությունը երկպոմերոնային փո- խանակությամբ $b\bar{b}$ -զույգի ծնման պրոցեսում CMS (LHC) գիտափորձում.....	227
Ա.Ռ. Թումասյան. jet-երի էներգիական ուղղման գործակիցների որոշման գործընթացը CMS գիտափորձում՝ օգտագործելով $W \rightarrow q\bar{q}$ պրոցեսը pp - բախում-ներում $\sqrt{s} = 7$ ՏէՎ էներգիայի դեպքում.....	238
Ա.Լ. Գոգյան, Ն.Վ. Սահակյան, Յու.Պ. Մալաքյան. Ռադիոճառագայթման ուսում- նասիրությունը էլեկտրոմագնիսականոսրեն ինդուկտված թափանցելիության օպտիկական էֆեկտի միջոցով.....	248
Կ.Ռ. Ալլահվերդյան. Քիրալ հեղուկ բյուրեղի ֆոտոնային արգելված գոտու վրա արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության փորձարարական հետազո- տումը.....	257
Կ.Ս. Ղամբարյան, Վ.Ս. Հարությունյան, Ա.Կ. Միմոնյան, Լ.Գ. Մովսեսյան. Քվանտային կետերի և նանոխոռոչների մրցակցային սաղմնառաջացման օրինաչափությունները Si-Ge-C եռբաղադրիչ համակարգում.....	265
Է.Ռ. Առաքելովա, Ա.Ս. Խաչատրյան, Կ.Է. Ավջյան, Ա.Ա. Կտեյան. Ուղղորդված, որակյալ ZnO թաղանթների կազմավորման համար մագնետրոնային նստեցման պրոցեսի օպտիմալացում.....	277
Գ.Ա. Մելիքջանյան. Ծակոտկեն սիլիցիումի ջրածնային և թթվածնային պասիվա- ցման ազդեցությունը նրա բիոզգայունության վրա.....	288
Գ.Ա. Մելիքջանյան, Խ.Ս. Մարտիրոսյան. Ծակոտկեն սիլիցիումի անոդավորման պարամետրերի ազդեցությունը գլուկոզայի նկատմամբ զգայունության վրա.....	294

CONTENTS

A.M. Sirunyan, A.R. Tumasyan, V.A. Khachatryan, S.A. Chatrchyan. Investi- gation of parton structure of the Pomeron in a $b\bar{b}$ -pair double pomeron exchange production on the CMS (LHC).....	227
A.R. Tumasyan. Absolute jet energy scale calibration in CMS detector (LHC) using $W \rightarrow q\bar{q}$ process in pp -collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.....	238
A.L. Gogyan, N.V. Sahakyan, Yu.P. Malakyan. Study of radiofrequency radia- tion by means of optical effect of electromagnetically induced transparency.....	248
K.R. Allahverdyan. Experimental study of the influence of external electrical field on the photonic band gap of chiral liquid crystals.....	257
K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, A.K. Simonyan, L.G. Movsesyan. Growth features at competing nucleation of quantum dots and nanopits in Si-Ge-C ternary system.....	265
E.R. Arakelova, A.M. Khachatryan, K.E. Avjyan, A.A. Kteyan. Optimization of magnetron deposition process for formation of high-quality oriented ZnO films.....	277
G.A.Melikjanyan. Influence of hydrogen and oxygen passivation of porous silicon on its biosensitivity.....	288
G.A.Melikjanyan, Kh.S. Martirosyan. Influence of anodization parameters of porous silicon on its glucose sensitivity.....	294

СОДЕРЖАНИЕ

А.М. Сирунян, А.Р. Тумасян, В.А. Хачатрян, С.А. Чатрчян. Изучение партонной структуры Померона в процессах двухпомеронного обмена с рождением $b\bar{b}$ -пары в эксперименте CMS (LHC)	227
А.Р. Тумасян. Калибровка абсолютной шкалы энергии струи на установке CMS (LHC) с помощью процесса $W \rightarrow q\bar{q}$ в pp -столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	238
А.Л. Гогян, Н.В. Саакян, Ю.П. Малакян. Исследование радиочастотного излучения с помощью оптического эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности	248
К.Р. Аллахвердян. Экспериментальное исследование влияния внешнего электрического поля на фотонно-запрещенную зону хирального жидкого кристалла	257
К.М. Гамбарян, В.М. Арутюнян, А.К. Симонян, Л.Г. Мовсесян. Особенности конкурирующего зародышеобразования квантовых точек и нанопор в трехкомпонентной системе Si-Ge-C	265
Э.Р. Аракелова, А.М. Хачатрян, К.Э. Авджян, А.А. Ктеян. Оптимизация процесса магнетронного осаждения для формирования качественных, ориентированных пленок ZnO	277
Г.А. Меликджанян. Влияние водородной и кислородной пассивации на биочувствительность пористого кремния	288
Г.А. Меликджанян, Х.С. Мартиросян. Влияние параметров анодирования пористого кремния на его чувствительность к глюкозе	294

Заказ № 365

Тираж 150. Сдано в набор 10.04.2012.

Подписано к печати 17.04.2012. Печ. л. 4.75.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.