Uzbek Journal of Physics
Volume 20 2018 Number 5

СОДЕРЖАНИЕ

Т.А. АХУНОВ. Анализ фотометрических свойств избранных гравитационно-линзированных систем. II. B1422+237 …… 275

К. ОЛИМОВ, Б.С. ЮЛДАШЕВ, Э.Х. БОЗОРОВ, Ш.Д. ТОЖИМАМАТОВ, Б.Р. ТУРДИЕВ, Э.Э. ДУСМУРАДОВ, Б.А. АСЛАНОВ, Т.Б. ФАЙЗИЕВ, Б.Ш. АБДИЕВ, А.Р. ТУРГУНОВ. Сравнительный анализ процессов образования ядер ^{7}Be и системы (α+^{3}He) в каналах с выходом альфа-частиц в ^{16}O*p*-взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с …….. 283

Б.Т. АБДУЛАЗИЗОВ, А.Б. ДАВЛАТОВ, Ш.Т. ИНОЯТОВ, А.А. ХАКИМОВ. Ширина квазистационарных уровней и плотность состояний двумерного электронного газа …… 287

Х.С. ДАЛИЕВ. Релаксационные процессы в системе Si-SiO_2 ……... 291

А.А. АБДУВАЙИТОВ, Х.Х. БОЛТАЕВ. Исследование примесных элементов и профилей их распределения по глубине системы Ni-GaP-SnO_2 …….. 295

О.А. АБДУЛХАЕВ, Р.Р. БЕБИТОВ, А.Р. АБДУЛХАЕВА, Д.М. ЁДГОРОВА. Ограничение точности измерения температуры полупроводниковых датчиков в зависимости от коэффициента стабилизации рабочего тока …….. 300

В.Г. СТЕЛЬМАХ, И.Д. ЯДГАРОВ, А.Н. УЛУКМУРАТОВ. Адсорбция фуллерена C_{60} на поверхность бездефектного графена 305

У.К. МАХМАНОВ, А.М. КОХХАРОВ, С.А. БАХРАМОВ. Самоорганизация молекул фуллерена C_{60} в объеме испаряющихся капель …… 309

Ш.Д. АХУНОВ, Б.С. КАСИМОВ, Д.Т. УСМАНОВ. Исследование формирования конуса Тейлора в процессе высоковакуумной электроспрейной ионизации …….. 315

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Ш.Д. ПАЙЗИЕВ, Х. МАХМУДОВ, С.А. БАХРАМОВ, А.К. КАСИМОВ. Лазер с солнечной накачкой на композитном титан-сапфировом активном элементе …….. 321

Ш.Б. УТАМУРАДОВА. Остаточные эффекты в кремнии с примесями Т-ионов, подвергнутом гидростатическому сжатию … 324

ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА АЛЕКСЕЕВИЧА КИСТА 327

Uzbek Journal of Physics

Volume 20 2018 Number 5

CONTENTS

T.A. AKHUNOV. Analysis of photometric properties of the selected gravitationally lensed system. II. B1422+237 …….. 275

K. OLIMOV, B.S. YULDASHEV, E.KH. BOZOROV, SH.D. TOJIMA-MATOV, B.R. TURDIEV, E.E. DUSMURADOV, B.A. ASLANOV, T.B. FAYZIEV, B.SH. ABDIEV, A.R. TURGUNOV. Comparative analysis of processes of formation of ^{7}Be nuclei and (α+^{3}He) system in channels with yield of alpha-particles in ^{16}O*p*-collisions at 3.25 A GeV/s ……. 283

B.T. ABDULAZIZOV, A.B. DAVLATOV, SH.T. INOYATOV, A.A. KHAKIMOV. Width of quasi-stationary levels and density of states of two-dimensional electron gas …….. 287

KH.S. DALIEV. The relaxation processes in the system Si-SiO_2 ……... 291

A.A. ABDUVAYITOV, KH.KH. BOLTAEV. Investigation of impurity atoms and their distribution profiles over the depth of Ni-GaP-SnO_2 sital system ……. 295

O.A. ABDULKHAEV, R.R. BEBITOV, A.R. ABDULKHAEVA, D.M. YODGOROVA. Limiting of temperature measurement accuracy of semiconductor sensors depending on stabilization factor of current source ……. 300

V.G. STELMAKH, I.D. YADGAROV, A.N. ULUKMURADOV. Adsorption of C_{60} fullerene on defect-free grapheme …… 305

U.K. MAKHMANOV, A.M. KOKHKHAROV, S.A. BAKHRAMOV. Self-organization of fullerene C_{60} molecules in volume of evaporating droplets …… 309

SH.DJ. AKHUNOV, B.S. KASIMOV, D.T. USMANOV. Studying the formation of Taylor cone in high-vacuum electrospray ionization process …… 315

LETTERS TO EDITOR

SH. PAYZIYEV, KH. MAKHMUDOV, S. BAKHRAMOV, A. KASIMOV. Solar pumped laser based on composite titanium-sapphire active medium ……. 321

SH.B. UTAMURADOVA. Residual effects in silicon doped with impurities of T-ions subjected to uniform compression ……. 324

TO MEMORY ALEKSANDR ALEKSEEVICH KIST 327

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.275-282

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИЗБРАННЫХ ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗИРОВАННЫХ СИСТЕМ. II. B1422+237

Т.А. Ахунов

Национальный университет РУз, кафедра астрономии и физики атмосферы, Ташкент, Узбекистан

(Получена 02.03.2018)

B1422+237 рақамли гравитацион линзаланган система (ГЛС) нинг биз аниқлаган узун даврли узлуксиз мониторингли натижалари маълумотлари таҳлил этилди. ГЛС нинг компонентларини қайта ишлаш учун фотометрик усулнинг таснифи қисқа равишда берилган, равшанлик эгри чизиқлари таҳлил қилинган, кучли микролинзаланиш ҳодисаси топилган, кечикиш вақтининг эҳтимолли қийматлари аниқланди.

Анализируются полученные нами данные долголетнего непрерывного мониторинга гравитационно-линзированной системы (ГЛС) B1422+237. Дано краткое описание фотометрического метода обработки изображений ГЛС, анализируются кривые блеска, обнаружено сильное микролинзирование, определены вероятные значения времени задержки.

The observational data of long-term continuous monitoring of the gravitationally lensed system B1422+237 are analyzed. A brief description of the photometric method for image processing is given, light curves are analyzed, and strong microlensing is revealed. Preliminary values for time delay were found.

I. ВВЕДЕНИЕ

Явление гравитационного линзирования является одним из самых активно изучаемых областей современной астрономии. Результаты исследований гравитационно-линзированных систем (ГЛС) позволяют изучить смежные фундаментальные проблемы космологического масштаба, н-р, дают возможность косвенного наблюдения и исследования невидимой материи, а также определения ряда до сих пор окончательно не установленных космологических параметров: измерение внегалактических расстояний, уточнение тонкой структуры ядер галактик и квазаров, поиск новых планет, протогалактик, зарождающихся галактик и др. В связи с этим исследование ГЛС, в том числе гравитационно-линзированных квазаров (ГЛК), является одной из важнейших задач современной астрономии и космологии. Результаты наблюдений времен задержки, характера микролинзирования, параметров гравитационной линзы позволяют пролить свет на ряд смежных космологических и астрофизических проблем. А именно, с помощью комбинации значений времени задержки и модельных построений можно получить сведения о геометрии Вселенной, через микролинзирование судить о наличии и свойствах темной материи как внутри галактик-линз, так и в межгалактическом пространстве. Мы можем также исследовать их межзвездную среду по поглощению пылью или по абсорбционным линиям, появляющимся в спектрах множественных изображений квазара и т.д. [1]

Но для того чтобы получить необходимую информацию и затем использовать ее для дальнейшего анализа, в первую очередь, необходимы подробные и как

можно долговременные данные о кривых блеска. С другой стороны, подобные сведения нужны о как можно большем количестве ГЛС, то есть нужно собирать подробную статистику от большого количества таких объектов. В частности, статистика линзированных квазаров и измерение временных задержек между мнимыми изображениями в них дает исследователям физически осмысленные ограничения для космологических параметров при построении моделей [2].

II. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ B1422+232

ГЛС B1422 является одним из самых мало исследованных объектов. Она была открыта в 1992 году [3]. Были проведены как оптические, так и радионаблюдения удаленного квазара с красным смещением zq=3.62 и впервые идентифицирована как четырехкомпонентная система с суммарным блеском 16.5 звездных величин (рис. 1). В том же году были проведены инфракрасные наблюдения. Обработка наблюдательного материала позволила определить линзирующую галактику в этой системе, красное смещение которой оказалось zl~1 [4].

Оптические наблюдения подтвердили предыдущие выводы, а именно, они отождествили ранее обнаруженные 4 точечных источника и получили значения их блеска. Несколько позже рассматривались модели, в которых линзирующее тело представлялось в виде комбинации одной галактики с изотермической сферой и двух галактик как точечных источников, либо используется один изотермический эллипсоид. Оказалось, что такие модели достаточно хорошо воспроизводят гравитационную систему B1422. Группа Эллингсона [5] в 1994 году вновь попыталась получить более детальные параметры линзы-галактики. По их мнению, фотометрические свойства компонентов системы и отношение масса/яркость галактики позволяют предположить, что здесь имеет место галактика раннего типа с красным смещением в пределах от 0.4 до 0.8. Более точное значение этого параметра соответствует zg=0.647. Фотометрическое измерение блеска системы показало, что блеск системы в целом в R фильтре равен MA+B+C+D=15.59m±0.06m, а компонентов A=1.0, B=1.52, C=0.73, D=0.037. Впервые о микролинзировании в этой системе говорится в статье Хьорфа и др. [6] на основе измерений и сравнения блеска компонентов.

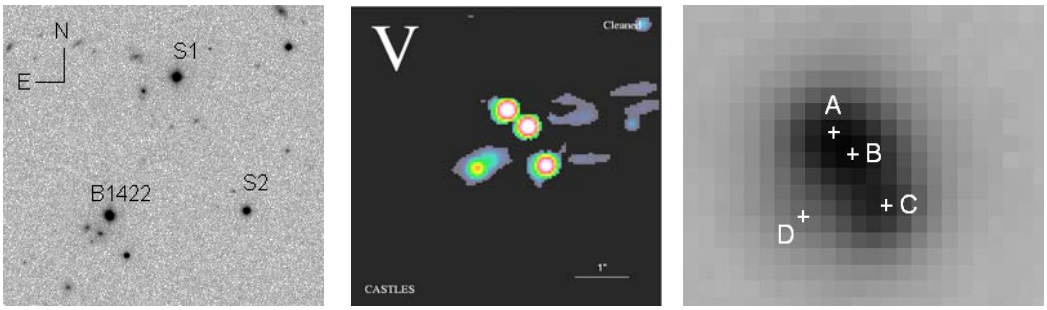


Рис. 1. ГЛС B1422 с окружающими опорными звездами в R фильтре (получена 13.04.2001 на телескопе АЗТ-22). S1 и S2 – опорные звезды. Размер поля 2.1×1.83 угловых минут (слева). Крупномасштабное изображение B1422+231, полученное на телескопе Хаббла (в середине). На майданакских изображениях (справа) хорошо видны компоненты A, B и C. Блеск компонента D оказался за пределом чувствительности светоприемника, поэтому его трудно заметить.

Последующие фотометрические измерения выявили короткопериодическую переменность источника-квазара в ГЛС B1422 в течение одного дня. Было найдено, что отношения потоков между компонентами в оптическом и радиодиапазонах существенно отличаются, а показатели цветов галактики соответствуют эллиптической галактике с красным смещением ~0.4. Дальнейшие исследования линзирующей галактики показали, что она находится в составе компактного скопления с красным смещением 0.338, радиусом r_{gr}=35 h^{-1} и массой M=1.4×10^{13} $h^{-1}M_{\Theta}$. Патнаик и Поркас в 1998 г. [3] измерили отношения потоков между компонентами в нескольких участках радиодиапазона и нашли значительные несоответствия между отношениями потоков в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах у *A* компонента. Это, в первую очередь, можно объяснить наличием микролинзирования [7]. В 2000 г. впервые были найдены значения времени задержки между компонентами B1422 [8] и показано, что эта величина между парами равна: *BA*=1.5±1.4 дня, *AC*=7.6±2.5 дня и *BC*=8.2±2.0 дня. Согласно модельным расчетам время задержки между компонентами *A* и *C* ~0.4 h^{-1}. В 2005 г. на основе инфракрасных наблюдений B1422+231 были введены дополнительные ограничения на структуру линзирующей галактики [9]. С 2005 г. никаких результатов по B1422+231 не опубликовано.

Из приведенного обзора работ по исследуемому объекту видно, что эта ГЛС исследовалась ранее довольно часто. Однако не было проведено мониторинговых наблюдений, по крайней мере, в оптическом диапазоне. Одной из причин, по-видимому, является то, что компоненты этой системы очень трудно разрешить из-за экстремально малых расстояний между ними, максимальное расстояние между противоположными компонентами ~1.3″ (рис. 1, табл. 1).

Таблица 1. Координаты компонентов ГЛС B1422+231 относительно центрального изображения B (в угловых секундах). Из каталога Castles [10].

		A	*B*	*C*	*D*	*G*
RA		0.385±0.0	0	–0.336±0.003	0.948±0.004	0.742±0.003
Положение	Dec.	0.317±0.0	0	–0.750±0.003	–0.802±0.003	–0.656±0.004

III. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА H1413+117

Для наблюдения этого объекта мы были вынуждены выбирать ночи с самыми благоприятными астроклиматическими условиями, а если учесть то, что этот объект доступен наблюдениям в основном в зимне-весенний сезон, то вероятность получения хорошего изображения намного снижается. За последние годы (2003-2008 г.) нам удалось собрать достаточное количество наблюдательного материала для подробного исследования этой системы. В итоге мы получили 197 наблюдательных точек в *R* фильтре и 29 точек в *V* фильтре. Нам пришлось исключить из дальнейшего анализа кадры с неудовлетворительным качеством, а именно с высоким значением фона неба (больше 1500) и плохим сингом (больше 1.4″). После этого осталось 132 точки в *R* фильтре и 20 точек в *V* фильтре. Фотометрия этого объекта, как уже говорилось, из-за малых расстояний между компонентами, достаточно трудная задача. Поэтому в этом случае мы не можем пользоваться хорошо апробированной программой DAOPHOT. Для этого объекта использована программа GALFIT, хотя здесь и не требуется обработки галактики-линзы.

Для построения модели ФРТ мы выбрали звезду S1 (рис. 1). Предварительная обработка и нормализация модели ФРТ была проведена в рамках пакета программ IRAF. Так как линзирующая галактика очень слабая (m_{gal}=21.8^m) и не видна на наших изображениях, мы не стали учитывать ее присутствия.

В первую очередь мы получили кривую блеска системы в целом (рис. 2). Этот график получился очень многообещающим. Видно, что источник-квазар показывает заметные, можно сказать периодические, изменения блеска, связанные с ее внутренней переменностью. В самом начале наблюдательной кампании, в 2003 году, блеск квазара находился на самом пике. Со следующего же сезона блеск системы сразу же устремился вниз к своему "спокойному" состоянию, и падение продолжалось до конца 2006 года. А со следующего года видно, что блеск снова начал увеличиваться. Амплитуда изменения ~ 0.25^m звездных величин.

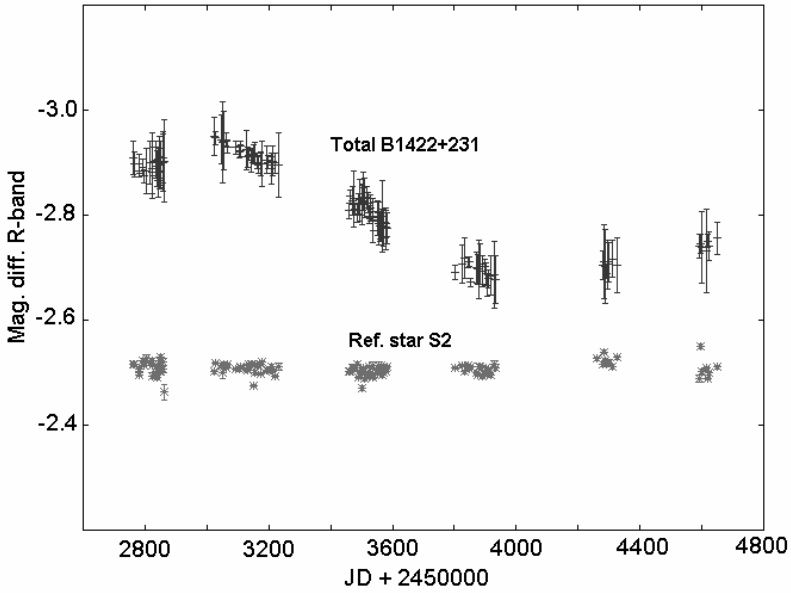


Рис. 2. Кривая блеска квазара B1422 и референтной звезды S2 за 2003-2008 г.г в *R*-полосе.

Такое замечательное поведение общего блеска источника-квазара объясняется, по-видимому, тем, что в нем происходит периодическое падение аккреционного вещества на центр квазара, что вызывает увеличение яркости с соответствующим периодом.

Интересно было посмотреть на поведение компонентов в отдельности. В первую очередь мы использовали первый вариант программы Galfit, где все параметры являются свободными. Приложение ее к данным за 2003-2005 г.г. показало очень странную картину (рис. 3). Во-первых, кривые блеска в 2003 г. совершенно не коррелируют с общей кривой за тот же период. С другой стороны, они показывают очень большой разброс точек. Эти факты пока не получили убедительного объяснения. Но, по-видимому, это связано с предварительной обработкой сырых изображений. В-третьих, кривая блеска четвертого компонента *D* на порядок, а то и в большей степени, рассеянна по сравнению с другими. Вследствие этого совершенно невозможно проследить за ее поведением. Это

естественным образом объясняется ее слабым блеском. Из-за этого факта мы были вынуждены ограничиться в дальнейшем кривыми блеска только первых трех (*A*, *B*, *C*) компонентов.

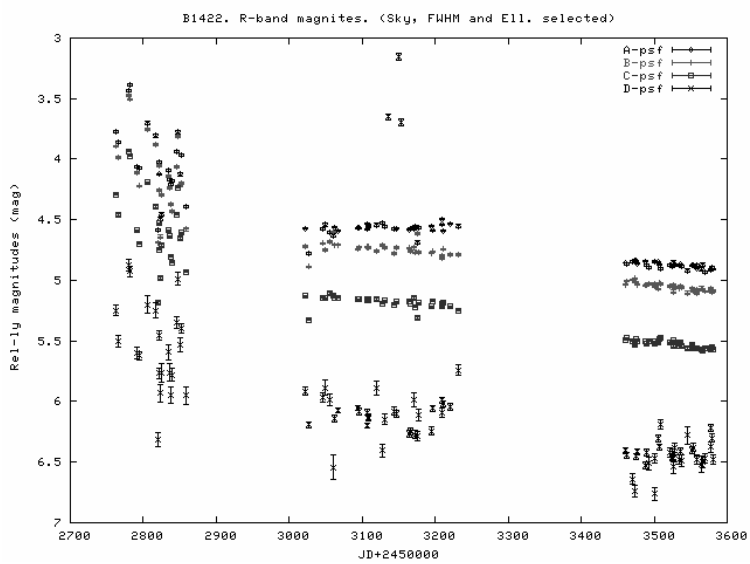


Рис. 3. Кривая блеска компонентов ГЛС B1422 относительно референтной звезды S2. Кривые компонентов *A*, *B*, *C*, *D* соответственно сверху вниз.

В дальнейшем мы использовали обновленную версию Galfit, т.е. во входных параметрах координаты компонентов можно было жестко связать относительно центральной. В этом случае задача минимизации параметров сводится к отысканию на изображении не компонентов в отдельности, а конфигурации в целом. Потоки же компонентов остаются неизменными. Профили яркости описываются двумерной функцией Гаусса. В это же время мы воспользовались также и разработанной нами фотометрической программой на основе прямой подгонки параметров ФРТ к исследуемым изображениям. Здесь же профили яркости компонентов описываются функцией Моффата.

IV. АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА

В результате работы этих программ мы получили следующие графики, изображенные на рис. 4. В верхней части изображены кривые блеска, полученные с помощью нашей программы, ниже показаны результаты работы обновленной программы Galfit. В целом поведение блеска компонентов повторяет изменения блеска источника в целом. Но между указанными ниже графиками есть существенное расхождение. В первом случае очень трудно отделить кривые *A* и *B* компонентов друг от друга. К тому же они показывают сравнительно большой разброс. Помимо этого, расстояние в звездных величинах между ними и компонентом *C* примерно 0.05^{m}. Кривые же, полученные Galfit, проявляются намного четче. У них меньший разброс, а расстояние до *C* ~0.04^{m}. Исходя из этих соображений, можно утверждать, что нижние графики, т.е. полученные с помощью Galfit, являются более достоверными. В таком случае в ГЛС B1422+231 можно

указать как минимум два события микролинзирования – в 2003 году и в последнем 2008 году. В обоих случаях кривые блеска компонентов *B* и *C* в целом совпадают, а вот поведение компонента *A* заметно отличается от них.

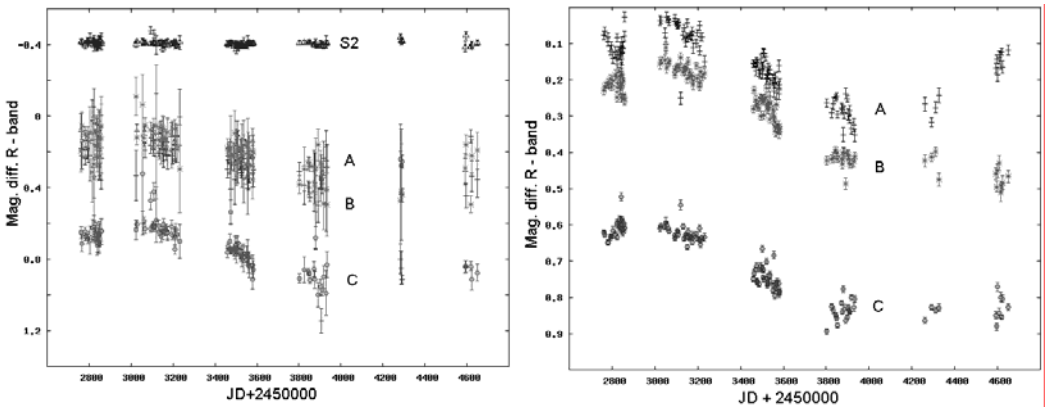


Рис. 4. Кривые блеска компонентов *A*, *B* и *C* ГЛС B1422, полученные в *R* фильтре. Верхние кривые получены программой прямой подгонки параметров ФРТ, нижние получены усовершенствованной программой Galfit. Показана также кривая звезды сравнения S2.

Утверждение о событии микролинзирования в 2003 году косвенно подтверждают кривые показателей цветов компонентов рассматриваемого объекта (рис. 5). Из рисунка видно, что цвет компонентов *B* и *C* не меняется. Но цвет компонента *A* имеет тренд, направленный в синюю сторону спектра. Это является свидетельством микролинзирования в этом компоненте.

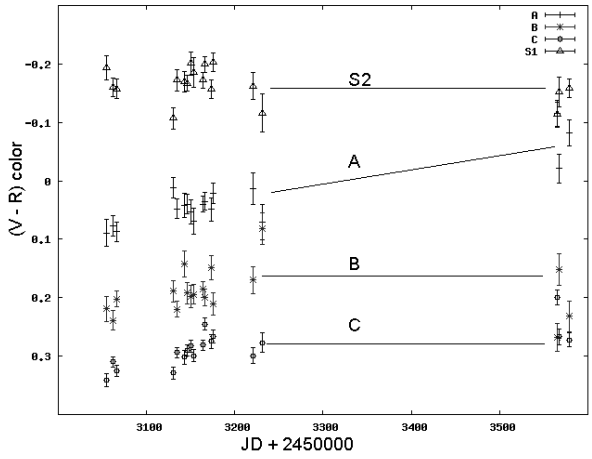
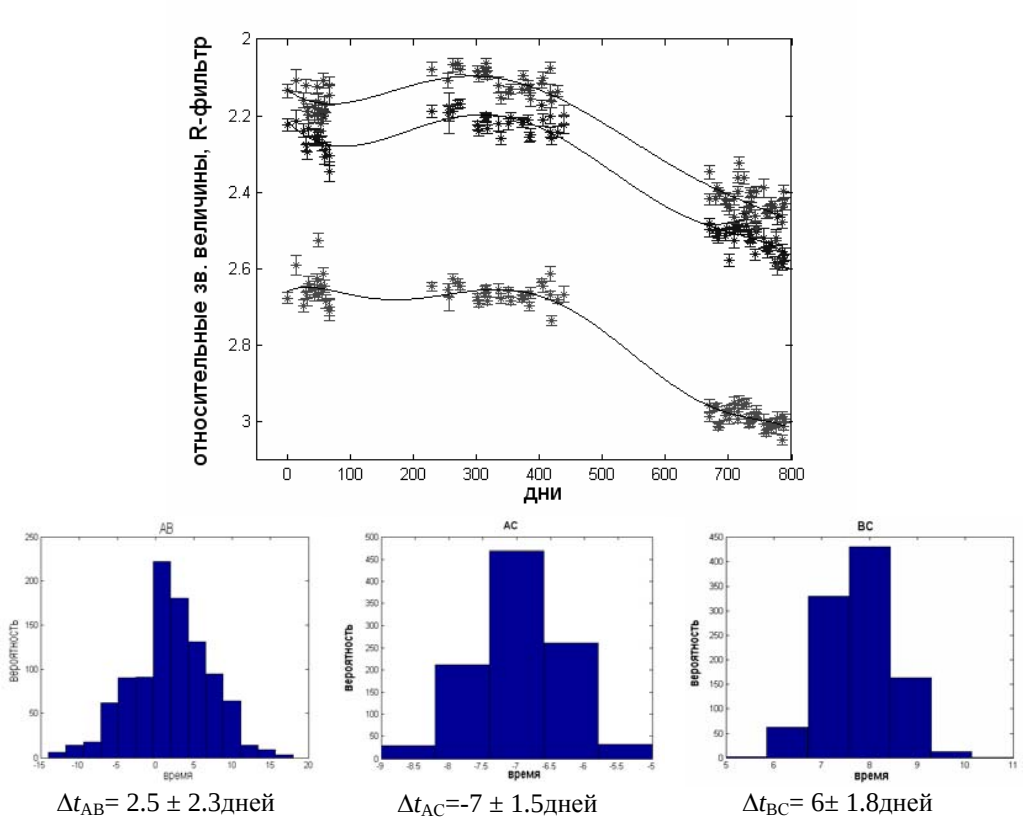


Рис. 5. Кривые показателей цвета (*V*-*R*) звезды сравнения S2, а также *A*, *B* и *C* компонентов ГЛК B1422+231.

V. ВЕРОЯТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ В B1422+237

Взяв за основу, полученные нами кривые блеска компонентов B1422+231 мы попытались измерить время задержки между изменениями их яркости. Для анализа

кривых блеска и измерения времени задержки был использован известный метод полиномиальной подгонки и интерполяции, который хорошо подходит для неравномерных и прерывистых данных. Используя полученные кривые блеска, при помощи полиномов мы получили искусственную регулярную выборку. А затем, с помощью метода Монте-Карло со случайными числами, мы получили по 1000 случайных реализаций кривых блеска для обоих объектов (рис. 6).



Δt_{AB}= 2.5 ± 2.3дней Δt_{AC}=-7 ± 1.5дней Δt_{BC}= 6± 1.8дней

Рис. 6. Верхняя панель: избранные для интерполирования и восстановленные (сплошная линия) кривые блеска. Нижняя панель: гистограммы наиболее вероятного сдвига по времени между парами кривых блеска B1422+231**.**

Тонким местом метода полиномиальной подгонки является оптимальный выбор степени полинома так, чтобы максимально точно описать наблюдаемые изменения блеска, т.е. не подавить естественную переменность блеска (как долгопериодических, так и короткопериодических). И в то же самое время интерполяция не должна давать дополнительные, часто ложные признаки переменности.

При этом мы использовали для интерполяции всю кривую блеска в целом, а не сезоны в отдельности. Так, мы могли бы найти время задержки на основе долгопериодических изменений, которые происходят в источнике-квазаре. На рис. 6 приведены наблюдаемые кривые блеска, их интерполированные аналоги (сплошные кривые). Ниже приведены гистограммы, где показаны значения времени задержки для случайных реализаций кривых блеска. Там же показаны средние Δt задержки и доверительные интервалы.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, нами найдено долговременное (более 6 лет) изменение блеска в источнике квазаре ГЛС B1422+231. Амплитуда изменения блеска порядка 0.25^m звездных величин. Кривые блеска трех компонентов этой ГЛС на фоне переменности источника показывают также и микролинзирование.

Поиск корреляции кривых блеска показал, что у обоих ГЛС явно присутствует микролинзирование и для измерения времени задержки необходимо отобрать максимальный по продолжительности участок с максимальной корреляцией. В случае B1422+231 это особо заметно, хорошо коррелировали сезоны 2003–2005 г., как видно из рис. 6. Из результатов измерений времени задержки у B1422+231, представленных на этом рисунке, видно, что подобрать оптимальную степень полинома весьма проблематично.Это удалось только для двух пар компонентов при выборе периода с 2003 по 2006 гг. Большой разброс значений пока не позволяет получить более точные значения времени задержки.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.S. Kochanek, P. Schneider, J. Wambsganss. Gravitational Lensing. Part 2: Strong, Weak & Micro (2006). Proceedings of the 33rd Saas-Fee Advanced Course. G. Meylan, P. Jetzer & P. North, eds. (Springer-Verlag: Berlin, 1991).
2. E.L. Turner, ApJ **365**, L43 (1990).
3. A.R. Patnaik, R.W. Porcas, ASPS **144**, 319 (1992).
4. C.R. Lawrence et al., MNRAS **259**, 5P (1992).
5. H.K.C. Yee, E. Ellingson, AJ **107**, 28 (1994).
6. J. Hjorth, A.O. Jausen, A.R. Patnaik, J.-P. Kneib, IAUS **173**, 343 (1996).
7. A.R. Patnaik, R.W. Porcas, ASPS **144**, 319 (1998).
8. A.R. Patnaik, D. Narasimha, MNRAS **326**, 1403 (2001).
9. M. Chiba, T. Minezaki, N. Kashikawa, H. Kataza, K.T. Inoue, ApJ **627**, 53 (2005).
10. CASTLES: cfa-www.harvard.edu/castles/

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.283-286

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР ^{7}Be И СИСТЕМЫ (α+^{3}He) В КАНАЛАХ С ВЫХОДОМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ^{16}O*p*-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/с

К. Олимов, Б.С. Юлдашев, Ш.Д. Тожимаматов, Б.Р. Турдиев, М.Ш. Мамасолиев, Э.Э. Дусмурадов, А.Р. Курбанов, Т.Б. Файзиев, Б.Ш.Абдиев, А.Р.Тургунов

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз, Ташкент, Узбекистан
olimov@uzsci.net
(Получена 12.11.2018)

3.25 А ГэВ/с импульсли ^{16}O*p*-тўқнашишларида альфа зарраларининг чиқиши билан (α+^{3}He) ядро системалари ва ^{7}Be ядролари ҳосил бўлиши жараёнларини солиштирма таҳлил натижалари келтирилган. 3.25 А ГэВ/с импульсли ^{16}O*p*-тўқнашишларида етти нуклонли системалар ҳосил бўлишидаги ўрганилган икки канал жуда яқин физик шароитларда амалга ошиши кўрсатилган.

Представлены результаты сравнительного анализа процессов образования ядер ^{7}Be и ядерной системы (α+^{3}He) в каналах с выходом альфа-частиц в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Получено, что изученные два канала образования семинуклонных систем в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с реализуются при очень близких физических условиях.

Results of comparative analysis of the formation processes of ^{7}Be nuclei and (α+^{3}He) system in channels with formation of alpha-particles in ^{16}O*p*-collisions at 3.25 A GeV/s are presented. It is obtained that the two studied channels of formation of seven nucleon systems in ^{16}O*p*-collisions at 3.25 A GeV/s are realized at very close physical conditions.

Изучение характеристик процесса фрагментации ядер во взаимодействиях адронов с ядрами при высоких энергиях позволяет получить весьма полезную информацию о состояниях промежуточной возбужденной ядерной материи, характере ядерных сил и кластеризации нуклонов в ядрах, приводящих к эффективной внутриядерной структуре, а также о корреляциях внутренней структуры исходного ядра с особенностями формирования его конечных продуктов. Настоящая работа является продолжением цикла исследований процессов фрагментации ядер кислорода в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с и посвящена сравнительному анализу общих характеристик событий, альтернативно содержащих среди конечных продуктов реакции, наряду с произвольным числом α-частиц, либо ядра ^{7}Be, либо 7-нуклонную систему (^{4}He+^{3}He), т.е. рассмотрены полуинклюзивные реакции типа:

$$^{16}\mathrm{O} + p \rightarrow {}^{7}\mathrm{Be} + k\alpha + \mathrm{X}, \quad k = 0, 1, 2; \tag{1}$$

$$^{16}\mathrm{O} + p \rightarrow ({}^{4}\mathrm{He}+{}^{3}\mathrm{He}) + k\alpha + \mathrm{X}, \quad k = 0, 1, 2. \tag{2}$$

В качестве X может быть фрагмент с $Z \leq 2$, протон отдачи или пион.

Экспериментальный материал был получен с помощью 1 м водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной ядрами кислорода с импульсом 3.25 А ГэВ/с на Дубненском синхрофазотроне и состоит из 8712 полностью измеренных неупругих ^{16}O*p*-событий. Для более надежной идентификации фрагментов по массе рассматривались события, в которых длина треков

фрагментов в рабочем объеме камеры составляла не менее 35 см, что обеспечивает высокую точность импульсных измерений. При определении средней множественности ядер ^{3}He учитывались их потери за счет взаимодействия с рабочей жидкостью камеры на длине $L \leq 35$ см. Методические вопросы получения экспериментальных данных изложены в работах [1−4]. Для выделения ядер ^{3}He из числа двухзарядных фрагментов ядра кислорода выбран импульсный интервал $7.75 \leq p \leq 10.75$ ГэВ/с. При таком отборе примесь ядер ^{4}He не превышает 3.4%.

В работе [1] показано, что быстрые ядра ^{3}He ($T > 75$ МэВ в системе покоя ядра кислорода), вклад которых составляет 8.2% от их общего числа, образуются в основном за счет механизма коалесценции вторичных нуклонов ядра кислорода. Однако в целом инклюзивный анализ оказался недостаточным для выявления роли различных механизмов в процессах образования ядер ^{3}He. Действительно, ядра ^{3}He могут образоваться в результате реализации различных механизмов реакции: при выбивании протоном мишенью нейтрона одного из α-кластеров кислорода, в результате дальнейшего распада возбужденных ядер-остатков типа ^{7}Be, ^{11}C и ^{15}O, имеющих структуру $n\alpha+^3$He, за счет слияния двух протонов и нейтрона с близкими координатами и импульсами. Дело в том, что при распаде возбужденных ядер-остатков ^{7}Be, ^{11}C и ^{15}O в конечном состоянии реакции чаще сохраняются одна, две или три α-частицы соответственно. Эксперимент дает высокое инклюзивное сечение образования двухзарядных ядер [1, 3], состоящих на 80% из ядер ^{4}He. Это отражается и в более частом появлении событий с четным суммарным зарядом многозарядных ($Z \geq 2$) фрагментов.

Для анализа корреляционных характеристик частиц и фрагментов, сопутствующих выходу ядер ^{7}Be или системы (^{4}He+^{3}He), рассматривались события, в которых образуется либо один четырехзарядный фрагмент с массовым числом A=7, т.е. топологии (4), (42) и (422), либо пара двухзарядных фрагментов с суммарным массовым числом A=7, т.е. топологии (22), (222) и (2222). Здесь в скобках указаны заряды многозарядных ($Z \geq 2$) фрагментов. Для надежного выделения этих каналов отбирались события, в которых измеренная длина треков с зарядом Z=2 и 4 в объеме камеры была не меньше 30 см. На этом статистическом материале число событий с выходом одного фрагмента ^{7}Be оказалось равным $N(^7\text{Be}) = 134$, а с выходом системы (^{4}He+^{3}He) – 375.

Статистика изученных в данной работе каналов с формированием семинуклонных систем в событиях с выходом альфа-частиц представлена в табл. 1.

Таблица 1. Статистика изученных каналов.

Каналы	Число фрагментов с зарядом Z = 2			Все
	0	1	2	
^{7}Be+$k\alpha$+…	52	68	14	134
($\alpha+^3$He) + $k\alpha$+…	214	138	17	369

Средние значения множественности фрагментов в каналах с выходом ядер ^{7}Be и системы ($\alpha+^3$He) в ^{16}O*p* соударениях при 3.25 А ГэВ/с представлены в табл. 2.

Таблица 2. Средние значения множественности фрагментов в каналах с выходом ядер ^{7}Be и системы (α+^{3}He).

Характеристика	Каналы ^{7}Be N = 52	Каналы (α+^{3}He) N = 214
n_{ch}	5.90 ± 0.15	6.1 ± 0.08
n_{pm}	0.52 ± 0.06	0.49 ± 0.03
n_{p}	3.14 ± 0.17	3.14 ± 0.08
n_{n}	2.98	3.00
n_{d}	0.87 ± 0.11	0.90 ± 0.06
n_{t}	0.37 ± 0.07	0.36 ± 0.03
$n_{\pi-}$	0.42 ± 0.08	0.55 ± 0.04
$n_{\pi+}$	0.44 ± 0.09	0.58 ± 0.04

Средние значения множественности фрагментов в каналах с выходом систем (α+^{7}Be) и системы (α+α+^{3}He) в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с представлены в табл. 3.

Таблица 3. Средние значения множественности фрагментов в каналах с выходом систем (α+^{7}Be) и системы (α+α+^{3}He).

Характеристика	Каналы (α+^{7}Be) N = 68	Каналы (α+α+^{3}He) N = 138
n_{ch}	6.0 ± 0.13	6.9 ± 0.09
n_{pm}	0.43 ± 0.06	0.42 ± 0.04
n_{p}	2.21 ± 0.10	2.06 ± 0.08
n_{d}	0.37 ± 0.07	0.33 ± 0.05
n_{t}	0.15 ± 0.03	0.15 ± 0.03
$n_{\pi-}$	0.48 ± 0.07	0.45 ± 0.05
$n_{\pi+}$	0.34 ± 0.07	0.50 ± 0.05

Средние значения множественности фрагментов в каналах с выходом систем (α+α+^{7}Be) и системы (α+α+α+^{3}He) в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с представлены в табл. 4.

Таблица 4. Средние значения множественности фрагментов в каналах с выходом систем (α+α+^{7}Be) и системы (α+α+α+^{3}He).

Характеристика	Каналы (α+α+^{7}Be) N = 14	Каналы (α+α+α+^{3}He) N = 17
n_{ch}	4.7 ± 0.25	5.5 ± 0.20
n_{pm}	0.71 ± 0.12	0.71 ± 0.14
n_{p}	0.36 ± 0.13	0.30 ± 0.11
$n_{\pi-}$	0.36 ± 0.13	0.24 ± 0.10
$n_{\pi+}$	0.29 ± 0.12	0.24 ± 0.10

Как видно из таблиц 2-4, средние множественности фрагментов с $Z \leq 2$, протонов отдачи, а также заряженных пионов практически совпали между собой в пределах статистических погрешностей в событиях реакций (1) и (2). Таким образом, можно заключить что полуинклюзивные реакции (1) и (2) с

формированием семинуклонной системы в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с протекают при очень близких физических условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Glagolev, K.G. Gulamov, V.D. Lipin *et al*., Eur. Phys. J. A **11**, 285 (2001).
2. В.В. Глаголев, К.Г. Гуламов, М.Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 497 (1993); Письма в ЖЭТФ **59**, 316 (1994).
3. В.В. Глаголев, К.Г. Гуламов, М.Ю. Кратенко и др., ЯФ **58**, 2005 (1995).
4. В.В. Глаголев, К.Г. Гуламов, В.Д. Липин и др., ЯФ **62**, 1472 (1999).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.287-290

ШИРИНА КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ УРОВНЕЙ И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Б.Т. Абдулазизов, А.Б. Давлатов, Ш.Т. Иноятов, А.А. Хакимов

Наманганский государственный университет, 160119, Наманган, Узбекистан
bt_abdulazizov@mail.ru
(Получена 04.09.2018)

Икки ўлчамли электрон гази учун ҳолатлар зичлигини содда аналитик модели таклиф этилган. Гетеротузилма квант ўрасидаги боғланган электронни квазистационар ҳолатларини кенгайиши ҳисобга олинган. Ферми энергияси ортиб боришида ҳолатлар зичлигини кескин зинасимон ўзгариши аста силлиқланиб бориши кўрсатилган.

Предлагается простая аналитическая модель плотности состояний двумерного электронного газа. Учтены уширения квазистационарных состояний электрона в квантовой яме гетероструктур. Показано, что с ростом энергии Ферми резкие ступенчатые изменения плотности состояний постепенно сглаживаются.

A simple analytical model of the density of states of two-dimensional electron gas has been proposed. Broadening the quasi-stationary states of electron in quantum dot of heterostructures is taken into account. It is shown, with the increase of Fermi energy the stepped character of density of states becomes gradually smooth.

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств двумерного электронного газа в квантовых ямах (КЯ) полупроводниковых гетероструктур. Такие структуры представляются весьма перспективными для твердотельной электроники. Пространственное квантование энергетических уровней носителей в КЯ приводит к существенному изменению их дисперсии, следовательно, и плотности состояний (ПС). В двумерном газе электронов ПС является ступенчатой [1]. В реальных образцах ступени плотности состояний частично размыты, а в «грязных» образцах полностью подавлены. Вид ПС сильно зависит также от непараболичности зоны проводимости [2, 3, 4]. В работе [4] изучена ПС двумерного электронного газа в одиночной КЯ на базе узкозонных полупроводников InAs и InSb. Показано, что непараболичность зоны проводимости приводит к заметному изменению ПС. Известно, что большинство наблюдаемых термодинамических величин (энтропия, теплоемкость и.т.д.) непосредственно определяются ПС газа.

Данная работа посвящена к аналитическому моделированию ПС двумерного электронного газа с параболической дисперсией. Изучается влияние ширины квазистационарных состояний электрона на ПС газа. Показано, что с ростом энергии Ферми резкие ступенчатые изменения ПС постепенно сглаживаются.

II. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим идеальный электронный газ с простым параболическим спектром. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости массивного полупроводника.

В гетероструктурной квантовой яме энергия поперечного движения квантуется, а спектр электрона можно представить в виде

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_n , \tag{1}$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, E_n – энергетические уровни поперечного движения, m – эффективная масса электрона. Полная двумерная концентрация равна

$$n_s = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0 g(E) f(E) dE , \tag{2}$$

где $f(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака, и

$$g(E) = g_0 \sum_{n=1} \Theta(E - E_n) . \tag{3}$$

Здесь $g_0 = m / \pi \hbar^2$, $\Theta(E - E_n)$ – шаговая функция Хевисайда.

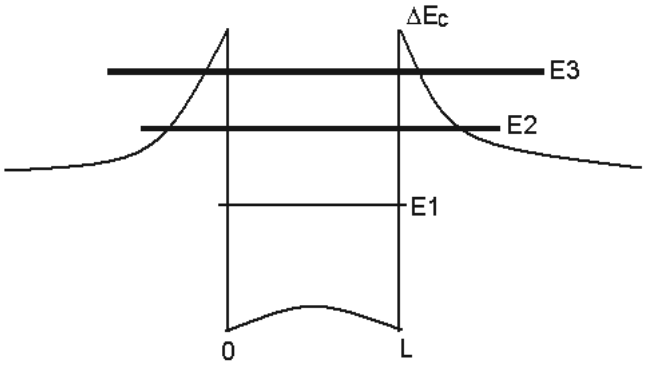


Рис. 1. Примерный профиль КЯ и уровни энергии электрона. Верхние уровни имеют заметные ширины.

Термодинамическая плотность состояния определяется как [5]

$$g_s(T) = \frac{\partial n_s}{\partial \mu} = g_0 \sum_n \frac{1}{e^{(E_n - \mu)/T} + 1} . \tag{4}$$

Формула (4) описывает только температурное размытие ступени ПС. Чтобы включить расширение, обусловленное квазистационарными состояниями связанного электрона в КЯ, представим шаговую функцию в виде

$$\Theta(E - E_n, \Gamma_n) = \frac{1}{e^{(E_n - E)/\Gamma_n} + 1} . \tag{5}$$

Здесь параметр $\Gamma_n \sim \hbar / \tau_n$ имеет смысл ширины *n*-го энергетического уровня, τ_n – время жизни электрона в данном состоянии. В пределе $\Gamma_n \to 0$ (5) переходит в функцию Хевисайда. Для представления на рис. 1 показан примерный профиль КЯ и уровни энергии.

Подставляя (5) в (3), из (2) найдем

$$n_s = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0 g(E) f(E) dE = g_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0 \frac{1}{e^{(E_n - E)/\Gamma_n} + 1} \frac{1}{e^{(E - \mu)/T} + 1} dE . \tag{6}$$

Тогда вместо (4) имеем

$$g_s(T,\Gamma_n)=\frac{\partial n_s}{\partial \mu}=g_0\sum_n\int_0^\infty\frac{1}{e^{(E_n-E)/\Gamma_n}+1}\frac{\partial f}{\partial \mu}dE\,. \qquad (7)$$

Формула (7) описывает размытие ступени ПС как за счет температуры, так и вследствие ненулевой ширины квазистационарных состояний. При низких температурах $\mu \to E_F$ (где E_F – энергия Ферми вырожденного двумерного газа) и из (7) следует

$$g_s(\Gamma_n)=g_0\sum_n\frac{1}{e^{(E_n-E_F)/\Gamma_n}+1}. \qquad (8)$$

III. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчет ширины уровней – задача квантовой механики. Для этого сначала необходимо определить профиль потенциала (см. рис. 1), решая системы дифференциальных уравнений Шредингера и Пуассона самосогласованным путем. Определив энергетические уровни и волновые функции электрона, затем можно оценить ширины уровней. Поскольку такие численные расчеты не просты, здесь построим качественные картины ПС, задавая величины E_n и Γ_n модельным путем.

На рис. 2 изображен график зависимости безразмерной ПС $g_s(\Gamma_n)/g_0$ от энергии Ферми E_F по формуле (8). При расчете принято $E_n = E_1 n^2$, $\Gamma_n = 0.04E_n^2$, E_1 = 0.05 eV, n = 1…5. На рис. 3 изображена зависимость производной dg_s/dE_F.

Как видно из рис. 2, ширина квазистационарных состояний существенно влияет на форму зависимости ПС от энергия Ферми. При низких значениях E_F (т.е. при малых концентрациях) ширина энергетических уровней мала и ПС имеет резко ступенчатую форму. С ростом значений энергии Ферми (т.е. сильно легированные образцы) ступенчатое изменение ПС значительно подавляется, так что вместо ступеньки появляется сглаженная кривая.

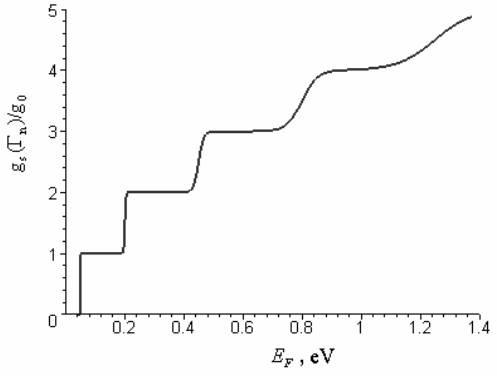


Рис. 2. Зависимость безразмерной ПС газа $g_s(\Gamma_n)/g_0$ от энергии Ферми E_F при T=0, E_n=E_1n^2, $\Gamma_n = 0.04\,E_n^2$, E_1=0.05 eV, n=1…5.

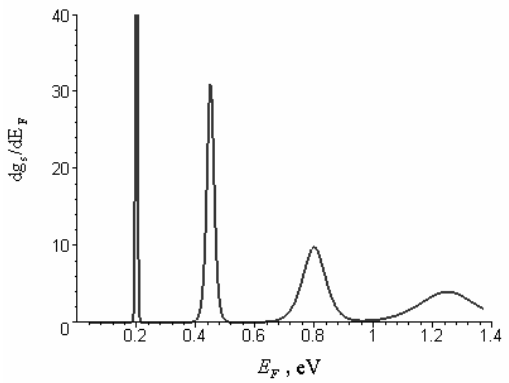


Рис. 3. Зависимость производной dg_s/dE_F от энергии Ферми E_F при T=0, E_n=E_1n^2, $\Gamma_n = 0.04\,E_n^2$, E_1=0.05 eV, n=2…5.

В зависимости производной dg_s/dE_F от энергии Ферми E_F вместо ступенек ПС появляются дискретные пики (рис. 3). При низких значениях E_F, когда ширина

энергетических уровней мала, пики в зависимости dg_s / dE_F имеют резкий максимум. С ростом энергии Ферми высота пиков постепенно подавляется, а их ширина растет. Такая зависимость производной dg_s / dE_F обусловливает, например, дискретные пики одночастичной энтропии в двумерном газе [6].

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для учета влияния конечной ширины уровней, обусловленной квазистационарными состояниями связанного электрона, на ПС газа вместо функции Хевисайда $\Theta(E - E_n)$ была использована модельная функция (5). Она получается интегрированием производной функции Ферми-Дирака (в котором вместо температуры *T* фигурирует ширина *n*-го уровня Γ_n).

В данной работе изучено качественное поведение ПС, обусловленное только уширением квазистационарных уровней электрона в КЯ. Этот результат соответствует случаю чистого образца. Чтобы учесть уширение уровня, обусловленное актом рассеяния электрона, вместо Γ_n надо взять суммарные ширины $\Gamma_n + \Gamma(\tau_p)$. Значение $\Gamma(\tau_p)$ можно оценить, исходя из экспериментально измеренных значений подвижности [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур (Москва, Логос, 2000).
2. G. Gulyamov, B.T. Abdulazizov, P.J. Baymatov, Journal of Modern Physics **7**, 1644 (2016).
3. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, Ukr. J. Phys., **62**, No.1, 46 (2017); [doi: 10.15407/ujpe62.01.0046]
4. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, American Journal of Physics and Applications **6**, No.1, 18 (2018); [doi: 10.11648/j.ajpa.20180601.14]
5. И.В. Кукушкин, С.В Мешков, В.Ф. Тимофеев, УФН **155**, вып. 2,. 219 (1988).
6. A.A. Varlamov, A.V. Kavokin, and Y.M. Galperin, Phys. Rev. B **93**, 155404 (2016); doi: 10.1103/ PhysRevB.93.155404

Uzbek Journal of Physics
Vol.20(№5) 2018 PP.291-294

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ Si -SiO_2

Х.С. Далиев

Национальный университет Узбекистана, Вузгородок, Ташкент, Узбекистан
dalievkhs@yandex.ru
(Получена 10.02.2018)

CC-DLTS метод ёрдамида Si–SiO_2 ўтувчи қатламининг хусусиятлари ва Si–SiO_2 системасидаги релаксацион жараёнлар ўрганилган. Кремнийли МДЯ-структураларда кетаётган ҳар хил заряд релаксацияси электрон жараёнлари аниқланган.

С помощью метода CC-DLTS изучены свойства переходного слоя Si–SiO_2 и релаксационные процессы в системе Si–SiO_2. Определена схема различных электронных процессов релаксации заряда, происходящих в кремниевых МДП-структурах.

Using the method of CC-DLTS the properties of the Si-SiO_2 transition layer and relaxation processes in the system Si–SiO_2 .are investigated. A scheme of various electronic relaxation processes of the charge occurring in silicon MIS structures is determined.

Несмотря на большое число работ, посвященных изучению свойств МДП-структур, остается еще много не ясного в понимании физических процессов в кремниевых МДП-структурах. Мало изучены свойства переходного слоя Si-SiO_2 и влияние различных внешних воздействий на его свойства, остаются спорными вопросы о его происхождении и распределении дефектов в нем, о его местонахождении. Известно [1-2], что свойства переходного слоя SiO_x определяются, в основном, содержанием кислорода. Например, реактивное катодное распыление Si в магнетронном разряде [3] позволяет наносить пленки SiO_x в широком диапазоне содержания кислорода со статистически однородным распределением связей Si-O и Si-Si [4]. Пленки такого типа могут быть использованы в качестве модели для исследования свойств переходного слоя между кремнием и его термическим окислом, поэтому их изучение представляет особый интерес.

В связи с этим целью данной работы является исследование релаксационных процессов в системе Si-SiO_2. С помощью разработанного нами метода CC-DLTS делается попытка детально изучить свойства переходного слоя Si-SiO_2 и релаксационные процессы в системе Si-SiO_2.

Рассмотрим результаты исследований релаксационных процессов в переходном слое Si-SiO_2 и в целом в системе Si-SiO_2. Для исследований были изготовлены МДП-структуры на химически полированных пластинах *n*-Si с ρ = 5 Ом·см и ориентацией в плоскости <111>. На кремниевую подложку после ее окисления на воздухе при 300 К были нанесены слои SiO_x толщиной 1500–3000 Å при давлении 0.5 Па и мощности разряда 100 Вт. Температура Si во время нанесения пленок не превышала 100°C. Содержание кислорода в пленках в пределах $0.8<x<2$ определялось парциальным давлением кислорода.

Релаксационные процессы в системе Si-SiO_2 измеряли с помощью CC-DLTS. На рис. 1 приведены зависимости сигнала CC-DLTS (ΔU) от температуры (T) в

структурах с пленкой $SiO_{1.9}$ при трех разных режимах перезарядки центров. Кривая 1 измерена после перезарядки центров импульсом заполнения с амплитудой U_f = 10 В и длительностью t_f = 0.5 мс и связана с перезарядкой поверхностных состояний (ПС). Максимум при T≈280 К связан с эмиссией электронов из дефектов в переходном слое между Si и тонкой пленкой окисла, которая образуется до плазменного нанесения SiO_x вследствие окисления кремниевой подложки на воздухе [5].

Эти спектры практически не зависят от x. Увеличение U_f и t_f приводит к добавке в ΔU, которая примерно одинакова при 150<T<350 К (кривая 2). Во время эмиссии электронов, когда постоянная емкость C близка к емкости окисла C_{ox} (кривая 3), т.е. когда на поверхности кремния $E_{FS} \approx E_{cs}$ и перезарядки ПС практически не происходит, измеряется только эта добавка к ΔU.

Были измерены спектры CC-DLTS в кремниевых МДП-структурах при разных изгибах зон E_c–E_{FS} (рис. 2). Полученные результаты показали, что при E_c–E_{FS}=0.35 эВ сигнал CC-DLTS не зависит от температуры (кривая E), при E_c–E_{FS} =0.45 эВ на зависимости $\Delta U(T)$ появляется пик вблизи 305 К (кривая D), далее с увеличением изгиба зон амплитуда этого пика растет и его максимум смещается в сторону низких температур. При значении E_c–E_{FS} =0.55 эВ появляется еще один пик вблизи температуры 310 К, при дальнейшем увеличении изгиба зон, максимум этого пика смещается в сторону высоких температур, при этом его амплитуда растет (кривая C). Отметим, что при T≥ 375 К наблюдается отрицательный сигнал CC-DLTS для всех значений изгиба зон.

Для объяснения полученных результатов на рис. 3 приведена схема различных электронных процессов релаксации заряда, которые могут происходить после окончания

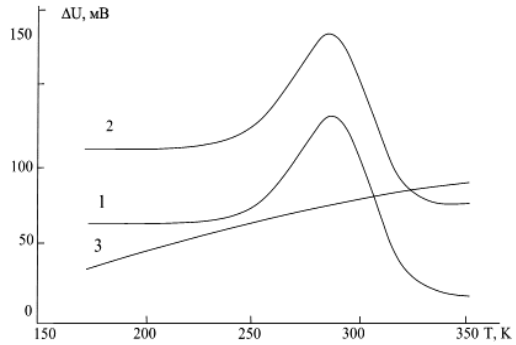


Рис. 1. Спектры CC-DLTS МДП-структуры с диэлектриком состава $SiO_{1.9}$ толщиной 200 нм при трех разных режимах перезарядки центров: C_{ox}=53 пФ; C, пФ: *1*, *2* – 26, *3* – 50; U_f, В: *1* – 10; *2*, *3* – 20; t_f, мс: *1* – 0.5; *2*, *3* – 14.

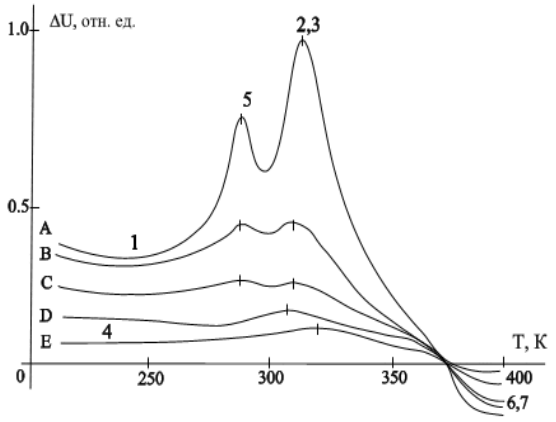


Рис. 2. Схематическое изображение сигнала CC-DLTS для разных процессов релаксации заряда в зависимости от температуры T и изгиба зон E_c–E_{FS} во время релаксации. E_c–E_{FS} эВ: A – 0.75, B – 0.65, C -0.55, D – 0.45, E – 0.35.

воздействия импульса положительной полярности на металлическом электроде МДП-структуры на основе *n*-Si.

Возможными процессами релаксации могут быть (рис. 3):

– эмиссия электронов из поверхностных состояний в Si;

– эмиссия электронов из объемных состояний в Si;

– генерация и накопление неосновных носителей тока (ННТ) и перезарядка поверхностных состояний при захвате ННТ;

– эмиссия электронов из объемных состояний диэлектрика путем туннелирования в зону проводимости Si;

– туннелирование с эмиссией электронов из дефектов переходного слоя состава SiO_x ($0<x<2$);

– релаксация центра заряда (ионов, электронов) внутри SiO_2 (причем центр отрицательного заряда смещается в сторону Si);

– инжекция электронов из металлического электрода и захват их на центры в объеме диэлектрика.

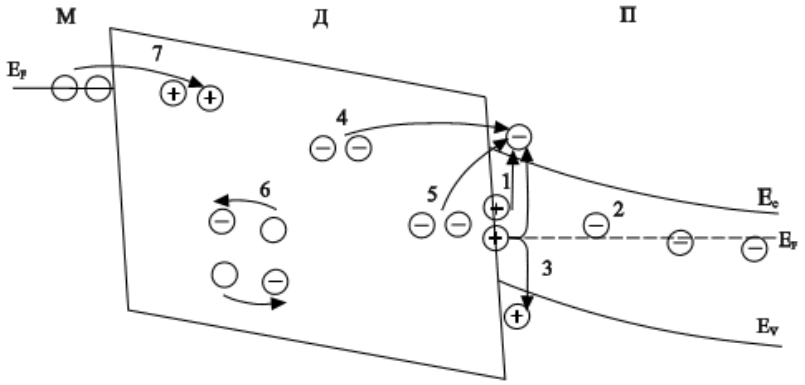


Рис. 3. Процессы релаксации заряда после воздействия импульса положительного напряжения на металлическом электроде кремниевой МДП-структуры.

Вернемся к рис. 2 и детально рассмотрим релаксационные процессы в системе Si-SiO_2. Если на поверхности полупроводника E_{FS} находится близко к E_c, т.е. при $C \approx C_{ox}$, процессы 1-3 не происходят. В этом случае центры в Si и на его поверхности остаются заполненными электронами, и накопления дырок тоже не происходит. Таким образом, наблюдаемая в эксперименте положительная релаксация $\Delta U>0$ при $C \approx C_{ox}$ связана с перезарядкой (4). Какой механизм определяет эту перезарядку, зависит от температуры T и электрического поля E в диэлектрике. Процесс (5) связан с перезарядкой переходного слоя, так как при $E_c - E_{FS}$ = 0.45 эВ на зависимости $\Delta U(T)$ появляется пик вблизи 305 К (кривая D), далее с увеличением изгиба зон амплитуда этого пика растет и его максимум смещается в сторону низких температур. Процессы (6) и (7) приводят к отрицательному сигналу CC-DLTS. Описанные выше измерения проводили при среднем поле $E<106$ В/см. Перезарядки, практически не зависящие от T, при этом условии могут происходить путем туннелирования электронов между зоной проводимости Si и локальными состояниями в SiO_2.

Максимум плотности состояний, наблюдаемый в зависимости $N = f(x)$ при составе $x \approx 1.2$ (рис. 3, *2*) является экспериментальным подтверждением существования порога протекания в SiO_x с самой высокой вероятностью для срыва связей при этом критическом составе. Авторы [6] также показали, что с ростом x в SiO_x при $x \approx 1.2$ ожидается порог протекания, после которого свойства Si резко изменяются от свойств α-Si к свойствам α-SiO_2. Во всей области состава $0<x<2$ длины связей Si-Si и Si-O примерно такие же, как в α-Si и α-SiO_2, но с уменьшением x распределение углов связей Si-O-Si все больше отклоняется от релаксированной конфигурации связей в α-SiO_2. При этом химический состав пленок может влиять на образование локальных дефектов в SiO_x.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.N. Nicollian, J.R. Brews, MOS Physics and Technology (Wiley, N.Y., 1982).
2. С.И. Власов, Т.Ш. Алимов, Изв. АН УзССР № 4, 56 (1989).
3. J. Salm, K. Steenbeck, E. Steinbess, Phys. St. Sol.(a) **54**, No.1, K23 (1979).
4. L. Schumann, A. Lehmann, H. Sobotta, Phys. St. Sol.(b) **110**, No.1, K69 (1982).
5. А.А. Лебедев, В. Экке, ФТП **19**, №5, 831 (1985).
6. K. Hubner, Phys. St. Sol.(a) **61**, No.2, K665 (1980).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.295-299

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ПРОФИЛЕЙ ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ГЛУБИНЕ СИСТЕМЫ Ni-GaP-SnO_2

А.А. Абдувайитов, Х.Х. Болтаев

Ташкентский государственный технический университет, 100095 Ташкент, Узбекистан
khurshid.boltaev@gmail.com
(Получена 10.05.2018)

Ni-GaP-SnO_2 (ситал) тизими киришма атомларининг чуқурлиги бўйича тақсимоти профилига юқори вакуум шароитида бошланғич ҳароратли қиздиришнинг таъсири ўрганилди. Бундай қиздириш натижасида Ni-GaP чегарасида кислород ва углерод концентрациясининг кескин пасайишига (2-3 мартагача) ва бунга мос ҳолда омик контакт-нинг яхшиланишига олиб келади

Изучено влияние предварительного температурного прогрева в условиях высокого вакуума на профили распределения примесных атомов по глубине системы Ni-GaP-SnO_2 (ситал). Показано, что такой прогрев резко уменьшает (до 2-3 раз) концентрацию кислорода и углерода на границе Ni-GaP, соответственно улучшается качество омического контакта.

The effect of preliminary temperature heating under high vacuum conditions on the distribution profiles of impurity atoms over the depth of the Ni-GaP-SnO_2 (sital) system is studied. It is shown that such heating sharply reduces (up to 2-3 times) the concentration of oxygen and carbon at the Ni-GaP boundary, accordingly, improves the quality of the ohmic contact.

I. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1, 2], что для решения ряда технических задач, например, в создании устройств для корреляционной обработки оптических и электрических сигналов, широко используются фоторезистивные плёнки из GaP, CdS и др., осажденные на прозрачные диэлектрические подложки с прозрачными металлизированными слоями типа ситала SnO_2. На поверхность таких полупроводниковых плёнок наносятся контакты в виде полос из благородных металлов (никель, серебро и др). Полупроводниковые структуры типа ситал Ni-GaP-SnO_2 или Ni-CdS-SnO_2 и др. создаются путем последовательного вакуумного напыления (осаждения) отдельных компонентов. Качество и работоспособность устройств и приборов, создаваемых на базе таких полупроводниковых структур, очевидно, будут зависеть, прежде всего, от чистоты материалов отдельных слоев (пленок) и наличия четких границ между указанными слоями структуры, а также от возможного образования химических соединений между атомами элементов отдельных слоев, где они соприкасаются друг с другом. При этом особенно нежелательным является образование большого количества окиси металла на границе металл-полупроводник, приводящее к увеличению сопротивление контакта.

Для улучшения работоспособности устройств и приборов, создаваемых на основе таких полупроводниковых структур, необходимо контролировать чистоту отдельных слоев и наличие чётких границ между слоями, а также присутствие химических соединений между атомами веществ различных слоев. В связи с этим основной целью настоящей работы является исследование наличия различных

примесей и концентрационных профилей распределения этих примесей по глубине системы Ni-GaP-SnO_2 (подложка ситал), получаемых в реальных условиях их роста.

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Структура Ni-GaP-SnO_2 получена путем испарения и затем осаждения молекулярных потоков материалов отдельных компонентов на диэлектрическую подложку типа ситал. На подложку сначала осаждали слой SnO_2 толщиной 1 мкм, а затем на его поверхность слой GaP толщиной 1 мкм. На отдельные области поверхности плёнки GaP осаждали никелевый контакт в виде полоски толщиной около 1 мкм. Перед осаждением пленок подложку (ситал) обезгаживали при T=900 К в течение 5–6 часов. Осаждение проводили в условиях высокого вакуума (P=10^{-4} Па) в двух режимах. В первом режиме пленки осаждали последовательно в одинаковых условиях без прогрева. Во втором режиме после осаждения определенного типа пленки проводили прогрев в течение 1 часа: после осаждения SnO_2 при T=900 К, после осаждении GaP при 750 К, после осаждение Ni при 700 К. Состав поверхности контролировали методом оже-электронной спектроскопии (ОЭС), профиль распределения снимали методом ОЭС в сочетании с травлением поверхности ионами Ar^+. Энергия ионов составляла 3 кэВ, плотность тока 0.5–1 мкА·$см^{-2}$, пучок падал на поверхность мишени под углом ~80° относительно нормали.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены спектры оже-электронов никелевого контакта структуры Ni-GaP-SnO_2, полученные в двух режимах. В верхнем спектре (*а*), полученного без

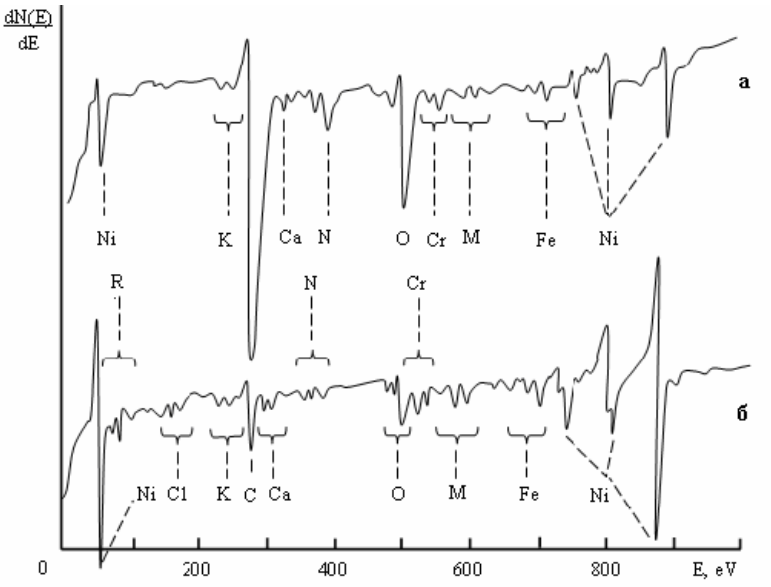


Рис. 1. Энергетические спектры оже-электронов, эмитированных поверхностью никелевого контакта структуры (SnO-GaP-Ni) под действием пучка первичных электронов с E_0=3 кэВ до (*а*) и после (*б*) очистки ионным травлением Ar^+ (E_0=6.7 кэВ. 500 Å)

обезгаживания пленок, наблюдаются интенсивные оже-пики примесных атомов C, O, N, а также малоинтенсивные пики K, Na, Cr, Mn, Ar. В оже-спектрах, полученных во втором режиме, содержание примесных атомов резко уменьшается. Аналогичная картина наблюдается и в случае оже-спектров, снятых с участков GaP, не покрытых атомами Ni (рис. 2). Результаты экспериментов показывают, что поверхность как никелевого контакта, так и полупроводника GaP в основном загрязнена атомами C, O и N, концентрация которых в случае предварительно обезгаженных пленок значительно меньше. Следовательно, интенсивности оже-пиков основных элементов ((никеля рис. 1*б*) а также Ga и P (рис. 2*б*)) резко возрастают.

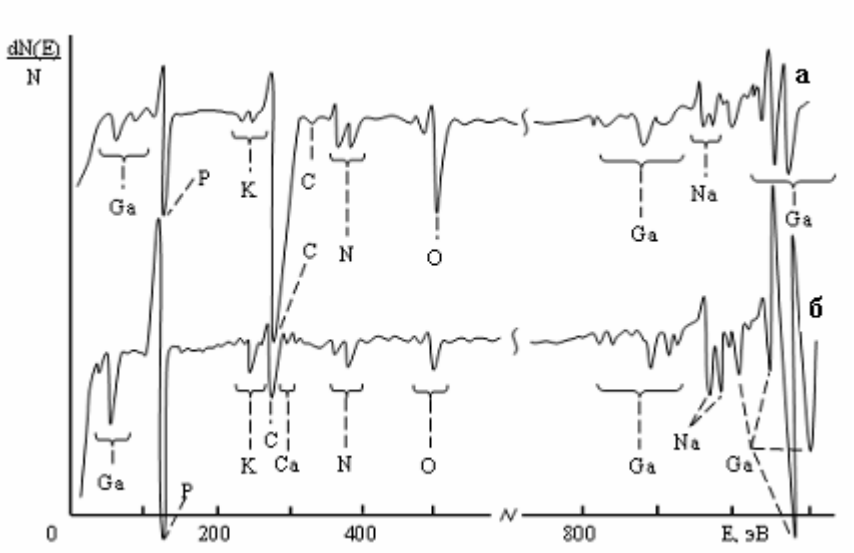


Рис. 2. Энергетические спектры оже-электронов, эмитированных поверхностью пленки GaP под действием пучка первичных электронов с энергией E_0=3 кэВ до (*а*) и после (*б*) очистки ионным травлением Ar^+ с E_0=6.7 кэВ.

На основе анализа оже-спектров, снятых в сочетании с ионным травлением, были построены графики профилей распределений концентраций элементов Ni, Ga, P, Sn, O, C для системы Ni-GaP-SnO_2, полученной в первом режиме (рис. 3). Из рис. 3, видно, что резкая граница между пленкой Ni и GaP отсутствует, что обусловлено, по-видимому, процессом взаимной диффузии атомов и их примесей в указанных пленках во время роста. Отметим, что по мере увеличения глубины концентрация углерода монотонно уменьшается. Можно полагать, что атомы углерода в основном появляются на поверхности в процессе имплантация никеля.

Наличие в объеме и на поверхности плёнки GaP примесных элементов O, K, Na, и др, по-видимому, является основной причиной изменения удельных сопротивлений металлических контактов, наносимых на поверхность полупроводниковых плёнок. Действительно, примесные элементы из числа щелочных металлов и кислорода, находясь на поверхности полупроводниковых плёнок, мигрируют и могут собираться на границе между металлическим контактом и плёнкой, что соответственно приводит к окислению и образованию щелочно-металлических соединений [3].

Из низкоэнергетической части оже-спектра Ni, снятого после послойного травления поверхности Ni в пределах 0.4; 0.8 и 1.0 мкм (рис. 4) видно, что вблизи $M_2M_4M_5$ пика Ni (E = 61 эВ), начиная с глубины ~ 0.6 мкм, появляется сателлитний пики с энергией 54 эВ.

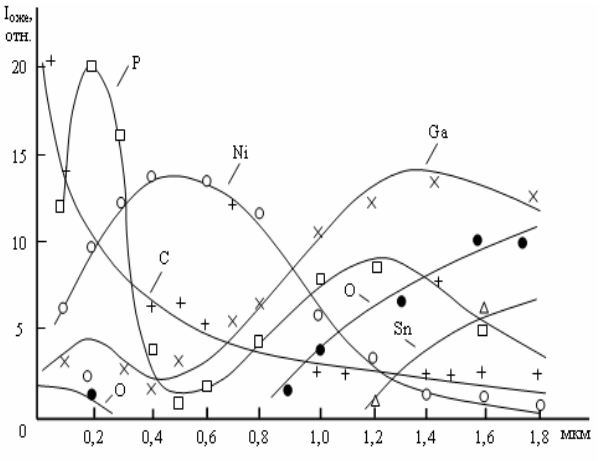


Рис. 3. Графики профилей распределений концентраций элементов Ni, Ga, P, O, Sn, C для системы Ni-GaP-SnO_2-ситал.

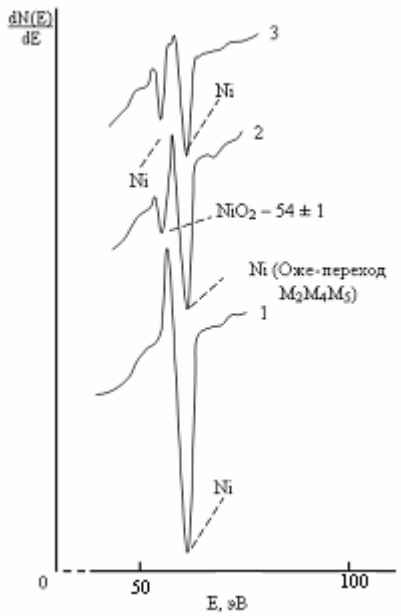


Рис. 4. Низкоэнергетические оже-пики никеля с энергией 61 эВ (переход $M_2M_4M_5$), полученные после травления поверхности в пределах 1, 2 и 3 ионным травлением.

Расчет энергии оже-пиков осуществляли с помощью формулы, использованной нами в [2] для определения величины химического сдвига

$$\Delta E\left(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_{n-1}\right)=\frac{\Delta E\left(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_{n}\right)\Delta Z_{эфф}\left(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_{n-1}\right)}{\Delta Z_{эфф}\left(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_{n}\right)}, \qquad (1)$$

где $\Delta E(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_n)$ и $\Delta E(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_{n-1})$ – химический сдвиг оже-пика никеля в соединениях NiO_2 и NiO, $\Delta Z_{эфф}(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_{n-1})$ – изменение эффективного заряда никеля в соединении NiO, а $\Delta Z_{эфф}(\mathrm{Ni}\rightarrow\mathrm{NiO}_n)$ – изменение эффективного заряда атома никеля в NiO_n. Анализ показал, что оже-пик с энергией 54±1 эВ соответствует соединению NiO (или NiO_2). Максимальная концентрация кислорода на границе контакта Ni-GaP составляет 10–15%. Такое количество кислорода вызывает окисление значительный части Ni вблизи границы, что приводит к увеличению сопротивления контакта [4, 5].

В случае пленочной системы Ni-GaP-SnO_2, полученной во втором режиме, концентрация примесей на границе Ni-GaP была в 2–3 раза меньше, чем в первом режиме. На рис. 5 приведены профили распределения атомов Ni, Ga, C и O по глубине система Ni-GaP-SnO_2-ситал, полученные в режиме 2. Видно, что в этом случае не только резко уменьшается концентрация примесных атомов по всей

глубине системы, но и более четко выделяется граница между пленками Ni и GaP. Однако на границе раздела наблюдается некоторое увеличение концентрации атомов O и C.

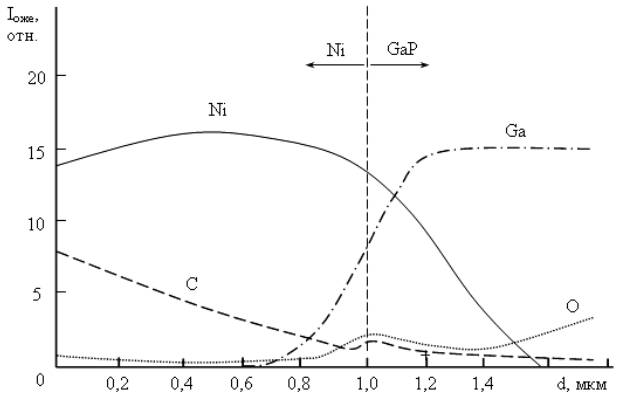


Рис. 5. Профили распределения атомов Ni, C, O и Ga по глубине на границе системы Ni-GaP.

Таким образом, результаты экспериментов показывают, что для получения надежных омических контактов в системах типа металл-полупроводник необходимо проводить обезгаживание в условиях высокого вакуума после каждого цикла осаждения полупроводниковых и диэлектрических пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Nilavazhagan, S. Muthukumazan, M. Ashokkumar, Journal of Materials Science: Materials in Electronics **26**, 3989 (2015).
2. Б.Е. Умирзаков, С.Ж. Ниматов, Х.Х. Болтаев, Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. № 9, 87 (2014).
3. А.А. Абдувайитов, Х.Х. Болтаев, ЖТФ **85**, Вып. 4, 145 (2015).
4. А.А. Алиев, Ш.А. Мирсагатов, С.А. Музаффарова, А.А. Абдувайитов. В трудах Международной конференции по фундаментальным и прикладным вопросам физики (Ташкент 2004, С. 211-214).
5. С.А. Кривелевич, Е.А. Ускова, Химическая физика и медоскопия **13**, № 2, 238 (2011).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.300-304

ОГРАНИЧЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДАТЧИКАМИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОЭФФИЦИЕНТА СТАБИЛИЗАЦИИ РАБОЧЕГО ТОКА

О.А. Абдулхаев, Р.Р. Бебитов, А.Р. Абдулхаева, Д.М. Ёдгорова

Физико-технический институт АН РУз 100084, Ташкент, ул. Чингиз Айтматов, 2б, Узбекистан, abdulhaev@uzsci.net

(Получена 23.07.2018)

Яримўтказгичли датчиклар ҳарорат ўлчаш аниқлигининг ишчи токининг стабиллиги коэффициентига боғлиқлигини тадқиқоти натижалари келтирилган. Вольтампер таснифида қияликнинг мавжудлиги ҳамда ушбу қиялик қийматини температурага боғлиқлиги ишчи токининг стабиллик коэффициенти, ишчи токи қиймати ва ҳароратни ўлчаш соҳасига боғлиқ ҳолда ҳароратни ўлчаш аниқлигига чеклов қўйиши кўрсатилган.

Представлены результаты исследования зависимости точности измерения температуры полупроводниковыми датчиками от коэффициента стабилизации рабочего тока. Показано, что наличие наклона вольтамперной характеристики, а также её зависимость от температуры накладывают ограничения на точность измерения в зависимости от коэффициента стабилизации рабочего тока, значений рабочего тока и области измеряемой температуры.

The dependence of accuracy of temperature measurement by semiconductor sensors on stabilization factor of the current source is investigated and the results are presented. It is shown that the presence of slope of the current-voltage characteristic, as well as its dependence on temperature, impose limitations on the measurement of accuracy depending on the stabi;ization factor of the current source, the value of the operating current and the region of the measured temperature.

Введение. Развитие приборостроения в области медицины и улучшение обеспеченности населения и медицинских учреждений доступными, качественными изделиями медицинского назначения, реализация мер по недопущению необоснованного роста цен на них являются одним из важных задач. В частности, измерение температуры тела, являясь одной из важных процедур в медицине, позволяет своевременно оценивать состояние организма и принимать меры по выявлению причины недуга и лечению болезни [1, 2]. Кроме того, измерения температуры широко применяются в хирургии в качестве средства контроля, в медицинской диагностике и в терапии. При этом температура является регулирующим терапевтическую процедуру показателем, своего рода обратной связью с биологическим объектом.

В настоящее время в Узбекистане используются в основном термометры, состоящие из помещенной в стеклянный корпус ртути, которая пропорционально воздействующей температуре меняет объем. Они, требуя длительное время для регистрации температуры тела, являются также токсичными и небезопасными, особенно при использовании для измерения температуры тела детей. При этом, как отмечено в «Минаматской конвенции о ртути» [3], начиная с 2020 года, прекращаются производство, экспорт и импорт изделий, содержащих ртуть, в их числе все типы термометров, содержащие ртуть. В связи с чем запрос на другие виды термометров будет очень востребованным. Однако в настоящее время в

Узбекистане отсутствует производство термометров и термодатчиков, и вся потребность отраслей республики удовлетворяется за счет импорта.

В разрабатываемых электронных термометрах для измерения температуры тела используются термодиоды, термотранзисторы, резисторные и интегральные термодатчики [4, 5]. В том числе в Узбекистане ведутся работы по разработке термодатчиков в виде кремниевых терморезисторов с компенсированной базовой областью: с применением диффузионной технологии путем легирования примесями переходных металлов (марганец, никель и др.) [6] и путем терморадиационного легирования кремния [7]. Кроме того, на основе интегральных схем на комплементарных транзисторах, состоящих из нескольких десятков транзисторов, предложен ряд термодатчиков, способных осуществлять мониторинг температуры различных объектов [8, 9], в частности, выпускающиеся АО «FOTON» микросхемы К1019ЕМ1, представляющие собой термочувствительный элемент с линейной зависимостью выходного напряжения от температуры и содержащие 28 интегральных элементов.

Общим недостатком известных полупроводниковых датчиков является их низкая точность измерения температуры. Точность измерения температуры в полупроводниковых датчиках определяется совокупностью множества факторов, большинство которых является следствием неидеальной воспроизводимости технологического производства полупроводниковых приборов, приводящего к отклонению характеристик датчиков от стандартной кривой. Например, несоответствие коэффициента неидеальности или последовательного сопротивления используемого датчика соответствующим параметрам ранее калиброванного датчика приводит к существенному снижению точности измерения.

Настоящая работа посвящена определению зависимости точности измерения температуры полупроводниковыми датчиками от коэффициента стабилизации рабочего тока.

Исследуемые образцы. Для исследования были изготовлены кремниевые *p*-*n*-структуры, состоящие из эпитаксиального слоя *n*-типа с концентрацией носителей 5×10^{15} см$^{-3}$ и толщиной 3.5–3.88 мкм, выращенного на подложке кремния p^+-типа с концентрацией носителей 3×10^{16} см$^{-3}$ и толщиной 380 мкм. На части поверхности эпитаксиального слоя диффузией бора сформирована дополнительная сильнолегированная область p^{++}-типа толщиной 0.9–1.4 мкм и с концентрацией носителей 3×10^{18} см$^{-3}$, которая технологически закорочена с подложкой p^+-типа. В результате в готовой структуре сформированы два выпрямляющих перехода, один с n-p^{++}-переходом, а другой с p^+-n-переходом, которые параллельно соединены между собой. Контакты к этим областям сформированы напылением слоя Al толщиной 0.5–0.2 мкм. При размере кристалла 450×450 мкм^2, активная площадь структуры составляет 2.36×10^{-4} см^2.

Методика исследования. Вольтамперные характеристики снимали по стандартной схеме. Рабочее напряжение подавали от блока питания типа Б5-48 и Б5-50 с шагом 0.05 В. Напряжение фиксировали универсальным вольтметром Щ301. Минимальный измеренный ток был равен 0.1 нА, которую измеряли на В7-30 и Щ300. Температурные исследования проводили с использованием специального криостата, в котором в качестве хладагента был использован жидкий азот, а температурный режим задавали с помощью нагревателя, вмонтированного в

держатель образца, помещаемого внутри измерительной камеры. Задаваемую температуру от −180°C до 150°C измеряли термопарой хромель-алюмель и поддерживали терморегулятором 2ТРМ1.

Полученные результаты и их обсуждение. Измерены вольтамперные характеристики изготовленных *p-n*-структур в режиме прямого смещения при различных температурах, а также вольт-температурные характеристики при различных рабочих токах, которые представлены на рис. 1 и 2 соответственно.

Наблюдаемое изменение показателя коэффициента неидеальности с повышением температуры можно объяснить переходом механизма токопереноса с рекомбинационного на диффузионный. Поскольку диффузионный ток, в отличие от рекомбинационного, пропорционален квадрату собственной концентрации, то с ростом температуры по мере увеличения собственной концентрации начинает превалировать диффузионный ток, что и приводит к наблюдаемому на эксперименте изменению коэффициента неидеальности. Наличие наклона вольтамперной характеристики приводит к тому, что регистрируемое изменение прямого падения напряжения может быть следствием не только изменения температуры, но также и изменения значения рабочего тока. Вследствие этого накладывается ограничение на точность измерения температуры в зависимости от коэффициента стабилизации рабочего тока, а изменение наклона токовой характеристики с температурой еще больше затрудняет точное измерение температуры. Исследования вольт-температурной зависимости показывают, что температурный коэффициент чувствительности имеет нарастающий характер со снижением рабочего тока (рис. 2). Однако для обеспечения линейной зависимости напряжения от температуры рабочий ток необходимо выбрать несколько больше (не менее чем на порядок) тока насыщения.

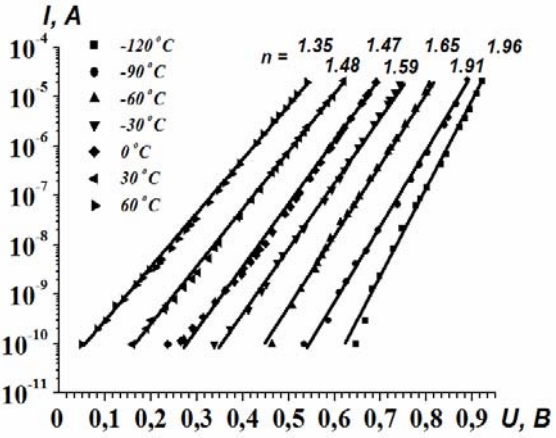


Рис. 1. Зависимость тока от напряжения прямосмещенного *p-n*-перехода при различных температурах в полулогарифмическом масштабе.

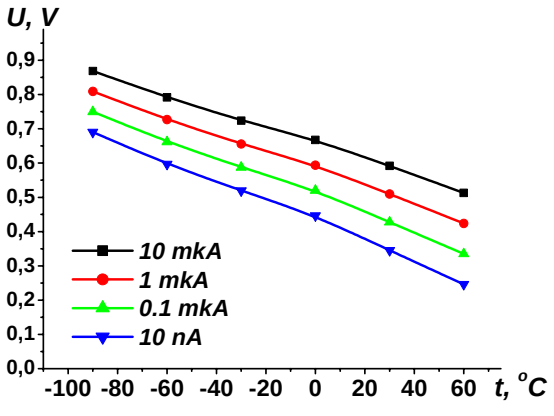


Рис. 2. Вольт-температурная характеристика прямосмещенного *p-n*-перехода при различных рабочих токах

Определенные из экспериментальных кривых вольтамперной и вольт-температурной характеристик ограничения, накладываемые на точность измерения температуры в зависимости от значений рабочего тока и температуры при различных коэффициентах стабилизации рабочего тока, представлены в таблице. Видно, что при неизменном коэффициенте стабилизации рабочего тока погрешность определения температуры по мере снижения рабочего тока уменьшается, а при повышении температуры увеличивается.

Таблица. Ограничение точности измерения температуры в зависимости от значения рабочего тока и температуры при различных коэффициентах стабилизации рабочего тока.

Ток	Коэффициент стабилизации рабочего тока $\Delta I/I$ = 0.01						
	–120°C	–90°C	–60°C	–30°C	0°C	30°C	60°C
10 мкА	±0.102	±0.111	±0.121	±0.127	±0.137	±0.153	±0.165
1 мкА	±0.094	±0.102	±0.112	±0.117	±0.127	±0.152	±0.153
0.1 мкА	±0.087	±0.095	±0.103	±0.109	±0.117	±0.131	±0.142
Ток	Коэффициент стабилизации рабочего тока $\Delta I/I$ = 0.001						
	–120°C	–90°C	–60°C	–30°C	0°C	30°C	60°C
10 мкА	±0.010	±0.011	±0.012	±0.013	±0.014	±0.015	±0.017
1 мкА	±0.009	±0.010	±0.011	±0.012	±0.013	±0.014	±0.015
0.1 мкА	±0.009	±0.009	±0.010	±0.011	±0.012	±0.013	±0.014

При высокой степени стабилизации рабочего тока точность измерения определяется технологическим разбросом параметров от одного образца к другому. В частности, на рис. 3 представлены вольт-температурные характеристики в режиме прямого смещения *p*-*n*-перехода для пяти образцов из одной технологической серии, которые указывают на то, что даже при незначительном изменении коэффициента неидеальности наблюдается значительное отклонение от стандартной калибровочной кривой.

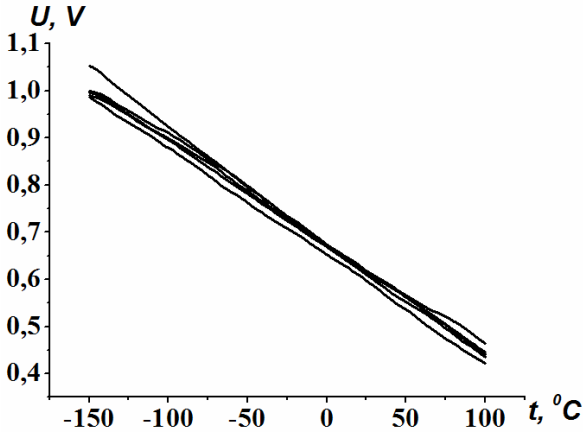


Рис. 3. Вольт-температурные характеристики в режиме прямого смещения *p*-*n*-перехода для пяти образцов из одной технологической серии

Заключение. Таким образом, показано, что наличие наклона вольтамперной характеристики, а также её зависимость от температуры накладывают ограничения на точность измерения в зависимости от коэффициента стабилизации рабочего тока, значения рабочего тока и области измеряемой температуры. Следовательно, для достижения высоких значений заявленных точностей измерения в известных датчиках температуры требуется их питание от источников тока с высокой степенью стабилизации рабочего тока. Данное свойство является общим

недостатком всех известных полупроводниковых датчиков: резисторных, диодных и транзисторных.

Для создания датчика температуры без указанных недостатков нами ранее предложена новая структура и конструкция термодатчика [10], которая представляет собой структуру с двухуровневыми двумя контактными областями в базовой области одного типа, сформированных в сильнолегированной области другого типа проводимости. Рабочим является обратное напряжение, прилагаемое к контакту, находящемуся на верхнем уровне, и к контакту к сильнолегированной области. Измерительный потенциал снимается с находящегося на нижнем уровне контакта к базе. При определенном запирающем рабочем напряжении (отсечке) происходит полное обеднение со стороны нижнего уровня базы, а измерительный потенциал (напряжение) от нарастающего рабочего напряжения приобретает неизменное значение, но при повышении температуры будет возрастать пропорционально ей. Отношение приращения измерительного потенциала к приросту температуры представляет собой температурный коэффициент термочувствительности, который не зависит от рабочего напряжения или тока, то есть обладает самостабилизируемым характером.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Keikhosrokiani, et al. In: Mobile Health. Eds. S. Adibi (Springer, 2015), pp. 687-726.
2. A.S. El-Radhi, W. Barry, Archives of disease in childhood. **91**, 351 (2006).
3. www.mercuryconvention.org.
4. P.R.N. Childs, J.R. Greenwood, C.A. Long, Review of Scientific Instruments **71**, 2959 (2000).
5. M. Mansoora, I. Haneefa, S. Akhtara, A. De Lucac, F. Udrea, Sensors and Actuators A: Physical **232**, 63 (2015).
6. M.K. Bakhadyrkhanov, S.A. Valiev, S.A. Tachilin, S.S. Nasriddinov, Surface Engineering and Applied Electrochemistry **43** (6), 505 (2007).
7. M. Karimov, Sh. Makhkamov, Sh.A. Makhmudov, R.A. Muminov, A.Z. Rakhmatov, L.S. Sandler, A.R. Sattiev, A.A. Sulaimanov, N.A. Tursunov, Applied Solar Energy **46** (4), 298 (2010).
8. F. Udrea, S. Santra, J.W.Gardner. In: Proceedings of International Semiconductor Conference (Sinaia, Romania, 13-15 October, 2008). PP. 31-40.
9. K. Souri, Y. Chae, K.A.A. Makinwa, IEEE Journal of Solid-State Circuits **48** (1), 292 (2013).
10. А.В. Каримов, Д.М. Ёдгорова, О.А. Абдулхаев, Д.Р.Джураев, А.А Тураев. Патент РУз № IAP 05120, Бюл. № 11 от 30.11.2015.

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.305-308

ADSORPTION OF C_{60} FULLERENE ON DEFECT-FREE GRAPHENE

V.G. Stelmakh[1], I.D. Yadgarov[1], A.N. Ulukmuradov[2]

[1]Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan, iyadgarov@mail.ru
[2]Tashkent Institute of Textile and Light Industry, Tashkent, Uzbekistan
(Received 05.07.2018)

Нуқсонсиз графен сиртига фуллерен C_{60} нинг турли усулидаги адсорбцияси Бреннер потенциали доирасида компьютерда моделлаштириш методи билан тадқиқ этилди. Адсорбция оралиғи ва энергия боғланишлари олинди. Шунингдек фуллерен адсорбция-сининг геометрик ўзгариши адсорбцияланиш усулига боғлиқлиги тадқиқ этилди.

Методами компьютерного моделирования в рамках потенциала Бреннера исследованы разные способы адсорбции фуллерена C_{60} на поверхности бездефектного графена. Были получены энергии связи и дистанция адсорбции, а также исследовано изменение геометрии адсорбированного фуллерена в зависимости от способа адсорбции.

Different ways of C_{60} fullerene adsorption on surface of defect-free graphene have been studied by the methods of computer simulation within the framework of the Brenner potential. The energies of binding and distance of adsorption have been obtained. It has been also studied how geometry of adsorbed fullerene depends on a way of adsorption.

Fullerenes are an independent allotropic form of carbon as isolated molecules of that are self-organized in the form of convex closed polyhedrons composed from the even number of three-coordinated atoms of carbon. Defect-free fullerenes consist of geometrically regular hexagons (Fig. 1*a*) and geometrically regular pentagons (Fig. 1*b*) and defect-free graphene is composed of hexagons only (Fig. 2).

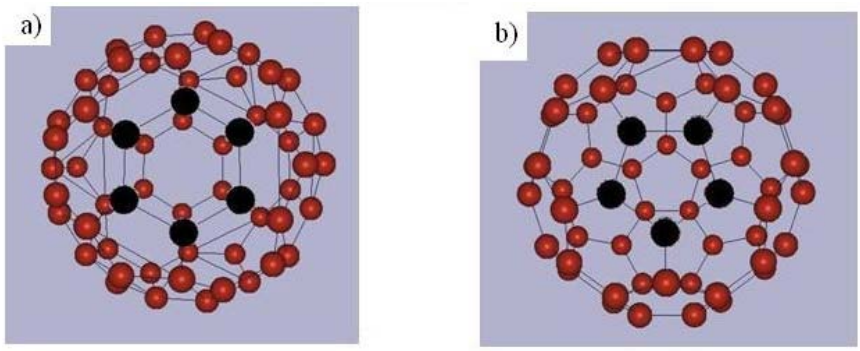


Fig. 1. Atomic structures as an example of C_{60} fullerene: hexagon (*a*) and pentagon (*b*) marked by black circles.

The number of carbon atoms (*n*) in fullerene obeys some regularity, namely *n* = 32, 44, 50, 58, 60, 70, 72, 78, 80, 82, 84 etc. The most stable fullerene has 60 atoms of carbon and is denoted as C_{60}. The fullerene C_{70} differs from C_{60} fullerene by inserting 10 carbon atoms into the equatorial region of C_{60}; as a result, the C_{70} molecule becomes elongated

and like a rugby ball. The fullerenes containing the greater number of carbon atoms (up to 400) are formed in much smaller amounts and often they have a rather complex isomeric composition.

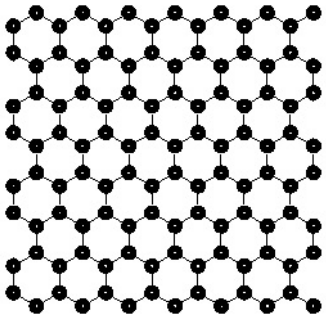


Fig. 2. Atomic structure of defect-free 112-atomic rectangular graphene consisting of just hexagons under periodical boundary conditions.

Among fullerenes, C_{60} has the highest symmetry and the highest stability. It is formed by 20 hexagons and 12 pentagons with carbon atoms at their vertices. Another structural feature of this fullerene is that it has an internal cavity whose diameter, taking into account the size of the carbon atoms, is about 5 Å; owing to that the atoms of other elements or even small molecules can be inside the fullerene.

The unique possibility of fullerene is broadening when fullerene is combined with other atoms and molecules, and endofullerenes are of special interest when additional atoms, for example, alkali metal ones, are in the inner cavity of fullerene. However, the practical application of fullerenes and endofullerenes in nanoengineering is depends on what substrate will be used for fullerene structures. Such substrates can be the surfaces of silicon carbide crystals, silicon, diamond and graphene Latter, in view of miniaturization, is more successful since its thickness is one atomic layer. In addition, defect-free graphene having a two-dimensional hexagonal carbon crystalline lattice (Fig. 2) is a unique object with distinctive physical properties [1] and can be selected as a substrate for integrated chips. In the present work, the adsorption of fullerene C_{60} onto the surface of defect-free graphene is studied by computer simulation within the framework of classical molecular dynamics.

First, a computer model of a single defect-free C_{60} fullerene was built by the energy minimization method using the second-generation Brenner potential (REBO) well describing the carbon structures [2]. It was found that the cohesive energy of each carbon atom in the fullerene is equal to 6.8 eV. Then, a computer model of defect-free rectangular graphene consisting of 112 carbon atoms was constructed (Fig. 2, the details and model validation see [3]) by the same method of energy minimization using the Brenner potential with periodic conditions for boundary atoms. As a result, a computer model of graphene with cohesion energy of 7.4 eV was obtained; that cohesion energy value is more than that of fullerene atoms, which indicates that graphene is a "stronger" structure than fullerene.

After the computer models of single defect-free fullerene C_{60} and graphene were obtained, the adsorption of this fullerene on graphene was studied as well as how these structures change as a result of adsorption. For this purpose, the models obtained were disposed at a necessary distance with a different set of fullerene locations with respect to the central part of the graphene surface. A method of energy minimization with the Brenner potential and periodic boundary conditions were used for calculation. It was found that the adsorption of fullerene C_{60} on graphene can be realized in different ways. Here only 5 selected adsorption methods are listed [4]:

I) interaction of one fullerene atom and one graphene atom (C-ATP);

II) interaction of fullerene hexagons and graphene hexagons (C-RING);

III) interaction of two neighboring atoms of fullerene and two neighboring atoms of graphene (BRI);

IV) interaction when the fullerene hexagon center is located over the graphene atom (C-RING2);

V) interaction of two non-neighboring atoms of fullerene and two non-neighboring atoms of graphene.

The geometric characteristics of adsorbed fullerene obtained by analyzing the results of computer simulation of the above 5 ways of adsorption are presented in Table 1.

Table 1. Geometric characteristics of C_{60} fullerene adsorbed on graphene.

	Way of adsorption				
	I C-ATP	II C-RING	III BRI	IV C-RING2	V
Radius averaged, Å	3.60	3.61	3.60	3.61	3.60
Radius maximal, Å	3.91	3.98	3.91	3.88	3.88
Radius minimal, Å	3.53	3.50	3.50	3.48	3.47
Ratio of maximal radius to minimal one	1.108	1.137	1.117	1.115	1.118

Since the radius of free fullerene C_{60} is equal to 3.60 Å and owing to spherical symmetry the maximal and minimal radii are equal (their ratio is 1), then according to Table 1 and as a result of adsorption, the spherical symmetry of C_{60} fullerene violates and this violation of symmetry depends on a way of adsorption.

The values binding energy and adsorption distance for adsorbed C_{60} fullerenes were obtained and they were compared with the available experimental and theoretical results (Table 2). In [5], no taking into account a way of adsorption, it was experimentally obtained that the energy of binding C_{60} fullerene with graphene is 0.85 eV and the least distance between the atoms of C_{60} fullerene and those of graphene is 2.9 Å. This distance

Table 2. Comparison of the results obtained with Brenner potential and with the first-principle calculations and experimental data.

	Way of adsorption	Calculation method				Exp. [5]
		Brenner potential	First-ptinciple [4]			
			PBE	PBE-D2	optB86b	
Bounding energy, эВ	I) C-ATP	1.08	0.15	0.91	1.28	0.85 eV
	II) C-RING	0.77	0.13	0.83	1.17	
	III) BRI	1.07	0.13	0.84	1.20	
	IV) C-RING2	0.06	0.13	0.90	1.23	
	V)	0.84	-	-	-	
Adsorption distance, Å	I) C-ATP	2.62	3.50	2.82	2.81	2.9 Å
	II) C-RING	2.69	3.79	3.32	3.35	
	III) BRI	2.69	3.57	3.10	3.14	
	IV) C-RING2	2.19	3.53	3.15	3.16	
	V)	2.22	-	-	-	

is considered as an experimentally measured value of the adsorption distance. In [4] by the three first-principle methods PBE, PBE-D2, optB86b the binding energy and adsorption distance were obtained for the ways of adsorption from I to IV (adsorption way V and geometrical changes of adsorbed C_{60} fullerene are not presented in this work).

As seen from Table 2, our results are in agreement with experimental data and with the results of first-principle methods PBE-D2, optB86b. It should be noted that the best way of adsorption is way I because adsorbed fullerene has the highest energy of binding with graphene and fullerene is less deformed as a result of its interaction with graphene.

The work was performed under grant OT-Φ2-46 of fundamental studies of Uzbek Academy of Sciences.

REFERENCES

1. A.K. Geim, K.S. Novoselov, Nature Mater. **6**, 183 (2007).
2. D.W. Brenner, O.A. Shenderova, J.A. Harrison, S.J. Stuart, B. Ni, S.B. Sinnot, J. Phys: Condens. Matter. **14**, 783 (2002).
3. A.A. Dzhurakhalov, F.M. Peeters, Carbon **49**, 3258 (2011).
4. S. Laref, A.M. Asaduzzaman, W. Beck, P.A. Deymier, K. Runge, L. Adamowicz, K. Muralidharan, Chemical Physics Letters **582**, 115 (2013).
5. H. Ulbricht, G. Moos, T. Hertel, Phys. Rev. Lett. **90**, 095501 (2003).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.309-314

SELF-ORGANIZATION OF FULLERENE C_{60} MOLECULES IN VOLUME OF EVAPORATING DROPLETS

U.K. Makhmanov, A.M. Kokhkharov, S.A. Bakhramov

Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan, *urol_m@mail.ru*

(Received 03.07.2018)

C_{60} фуллереннинг икки компонентли эритувчилар (бензол ва ацетонитрил) аралашмасидаги эритмалари ҳона ҳароратидаги силлиқ таглик сиртида жойлашган томчисининг буғланаётган ҳажмида тартибланган наноагрегатлар ҳосил бўлишининг эффектив методи кўрсатилган. C_{60} фуллеренни наноагрегатлари синтези – нисбатан катта структуралар кичиклари ҳисобидан ўсишига асосланган Оствальд етилишининг физик-кимёвий механизмлари таклиф этилди.

Продемонстрирован эффективный метод формирования упорядоченных наноагрегатов фуллерена C_{60} в объеме испаряющихся капель фуллерена в смесях двухкомпонентных растворителей (бензола и ацетонитрила) на плоской поверхности подложки при комнатной температуре. Предложен конкретный физико-химический механизм синтеза наноагрегатов фуллерена C_{60} − оствальдовское созревание, согласно которому относительно большие структуры растут за счет меньших.

An efficient method of formation of the ordered fullerene C_{60} nanoaggregates in the volume of evaporating fullerene droplets in mixtures of two-component solvents (benzene and acetonitrile) on a flat substrate surface at room temperature is demonstrated. The specific physical-chemical mechanism of the synthesis of fullerene C_{60} aggregates in the volume of the evaporating droplet of solution, so called Ostwald ripening, according to which relatively large structures grow at the expense of smaller ones, has been proposed.

I. INTRODUCTION

Currently, nanoparticles and nanomaterials, in particular, nanoagregates of fullerenes C_{60} and C_{70}, are expected to play a crucial role in the newest bio and chemical technologies [1-2], modern medicine [3], solar energy [4] and other branches of science and technology [5-8] in the near future. Unlike other well-known allotropic forms of carbon (diamond, carbyne, graphite, ...), fullerene C_{60} is well soluble in most low-polar organic solvents (for example, benzene, toluene, carbon disulfide, tetralin, etc.), but practically not soluble in polar solvents like alcohols [9]. In addition, an aqueous dispersion of fullerene C_{60} can be relatively easily obtained by slow evaporation of the organic component of the solvent with the gradual addition of distilled water in small amounts to a solution of C_{60} [10]. Fullerene C_{60} has high lipophilicity [11], and is a nontoxic substance [12], having powerful antioxidant properties due to its high activity as free radicals acceptor [13].

At the same time, there are new experimental data [14-16] which reveal that C_{60} molecules have tendency to self-assembling and formation of large negatively charged $(C_{60})_m$ aggregates (where m is a number of fullerene molecules in aggregate) of different shapes and sizes in a wide range of mono- and multi-component organic and inorganic solvents. Aggregation of fullerene molecules in solutions may cause significant changes

in their chemical and physical properties and result in a dramatic change in their medical and biological, technical and other applications. One of the most important tasks of modern nanotechnologies is the development of relatively inexpensive highly efficient selective methods for the synthesis of new nanoscale structures and nanomaterials with new physical properties, as well as the generation of various functional devices based on them.

In this work, the self-organization of fullerene C_{60} molecules in the volume of evaporating droplets of fullerene solutions in mixtures of benzene and acetonitrile on the flat surface of a mica at room temperature have been experimentally investigated for the first time.

II. EXPERIMENTAL DETAILS

To prepare the initial molecular solution of C_{60}, from which the investigated droplet were subsequently selected, we used crystalline powders of high purity fullerite C_{60} (>99.8%, SES Research, USA) and the organic solvents benzene (C_6H_6, Sigma-Aldrich) and acetonitrile (C_2H_3N, Sigma-Aldrich). Weighing of the dry crystalline powder C_{60} was carried out using electronic scales EP 214C (Ohaus Explorer Pro, Switzerland) with ~0.1 mg readability.

To prepare the molecular solutions of fullerene of necessary concentration, powders of C_{60} were dissolved in mixtures two-component solvents benzene and acetonitrile with volume proportions 0.9:0.1 respectively and kept at room temperature (~ 25°C) in test tubes for 36 hours without external mechanical influences. It can be noted that within 36 hours in the initial fullerene solution, self-aggregation of C_{60} molecules and synthesis of $(C_{60})_m$ nanoaggregates was not detected.

We have used the atomic force microscope (AFM) Solver Next (NT-MDT, Russia) with atomic resolution to determine morphological features and dimensional characteristics of $(C_{60})_m$ aggregates synthesized in volume of evaporating droplets of fullerene C_{60} on the mica surface. For establishing a final distribution of particles of the solid phase on the surface of mica deposited from a drop of the C_{60} solution we have used optical binocular microscope Motic B1-220A (Speed Fair Co., Ltd., Canada) with 1000×magnification and with a digital camera for continuous image recording.

III. RESULTS AND DISCUSSIONS

Phenomena in evaporating liquid droplets of nanoscale particles are very perspective for use in modern technology, such as in medical diagnostics, cosmetics, inkjet printing, coating, deposition of materials, agriculture, food industry, or spills of liquids. In the course of experimental studies of the evaporation of droplets deposited on the flat surface of horizontally mounted mica and contained both pure organic solvents and C_{60} fullerene solutions in mixtures of two-component organic solvents, we found the following main regularities of droplet behavior:

– drops taken from pure organic solvents (benzene, toluene, acetonitrile, tetrahydrofuran, carbon disulfide, ...) or their mixtures in any volume proportions retained the value of the edge angle α throughout the thermal evaporation, but gradual narrowing the area of the "drop-substrate" contact was observed, up to the complete disappearance of the drop itself;

– if the drop contained molecular or nanosized particles (for example, fullerene $(C_{60})_m$ nanoaggregates), then after the solvent evaporates from the droplet, the droplet base area remains constant and the "pinning" mode of the contact line is realized - the edge angle of the droplet gradually decreases up to $\alpha \approx 0°$. In this case, due to the influence of the known Rayleigh-Benard and Marangoni effects both in the volume and in the near-surface layers of the evaporating drop of the C_{60} solution (Fig. 1*b*), strong capillary flows arise (so-called Rayleigh-Benard flows and Marangoni flows). The latter directly initiates the mutual approach of C_{60} molecules and the synthesis of $(C_{60})_m$ aggregates according to the scheme $C_{60}+C_{60}+ ...+C_{60} \rightarrow (C_{60})_m$. The above regularity of the behavior of a droplet of the C_{60} solution on the surface of the substrate (mica) is maintained throughout the evaporation of the organic solvent.

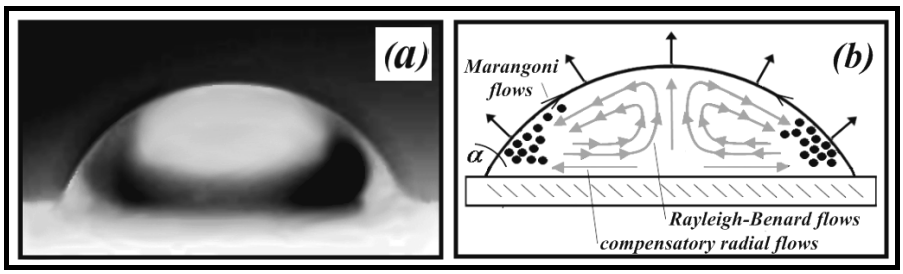


Fig. 1. A photograph of a drop of fullerene C_{60} solution with the base diameter $d \approx 10$ mm lying on the surface of a mica (*a*) and a schematic illustration of the appearing flows inside the evaporating droplet (*b*), leading to the self-organization of C_{60} fullerene molecules. The arrows inside the drop and above the drop indicate the directions of the Rayleigh-Benard flows and the evaporation of the solvent, respectively. The arrows on the "drop-air" interface line indicate the directions of the Marangoni flows.

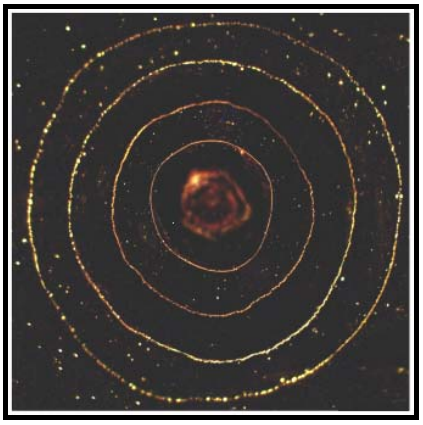


Fig. 2. The final distribution of particles of the solid phase deposited on the surface of mica from a drop of the C_{60} fullerene solution in a mixture of benzene and acetonitrile in volume proportion of 0.9:0.1, after complete thermal evaporation of the solvents at room temperature. The initial concentration of C_{60} in the drop is ~0.36 mg/ml, the drop radius is $R \approx 3.0$ mm, the height of the drop is $h \approx 1.9$ mm.

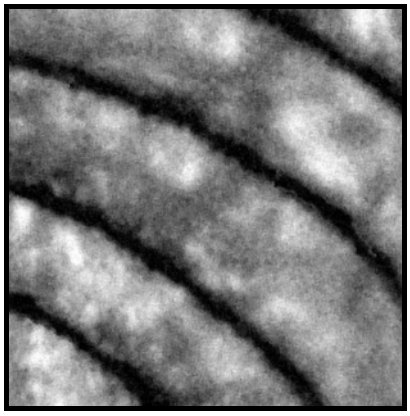


Fig. 3. An enlarged optical micrograph of the peripheral part of the final distribution of fullerene nano-aggregates $(C_{60})_m$ synthesized in the volume of evaporating droplets of fullerene solutions in mixtures of benzene and acetonitrile on the mica surface.

As the mixtures of organic solvents (benzene and acetonitrile) evaporated from the droplet of C_{60} solution sitting on the surface of a mica, self-organization of the C_{60} molecules occurred and the characteristic rings (see Fig. 2) containing nanoaggregates of fullerene $(C_{60})_m$ in four different dimensional ranges gradually formed.

Self-organization is a collective process in which the whole ensemble of C_{60} fullerene nanoparticles participates. It is not difficult to see that the C_{60} molecules, which didn't participate in the synthesis of initial $(C_{60})_m$ nanoaggregates, as the droplets evaporated, moved further along the surface of mica together with the organic solvents, and eventually accumulated in the central part of the "dried drop" as a solid "circular" disk.

Figure 3 shows an image of the peripheral part of the final distribution of $(C_{60})_m$ nanoaggregates synthesized on the mica surface. The fact that the molecular solution of C_{60} used in the drop experiments was initially homogeneous (that is, the chemical composition and physical properties of the solution throughout the volume were identical). In this case a probable factor capable of initiating the transport of particles in the droplet volume (the effect, similar to the Marangoni and Rayleigh flows) and lead to the synthesis of $(C_{60})_m$ nanoaggregates, in our opinion is the presence of a significant temperature gradient (up to 5°C) between volume and near-surface layers of an evaporating drop of a C_{60} solution. The appearance of the above-mentioned temperature gradient in the droplet volume is probably associated with a sharp cooling of its surface and near-surface layers as a result of intensive evaporation of the organic solvents (benzene and acetonitrile) into the environment.

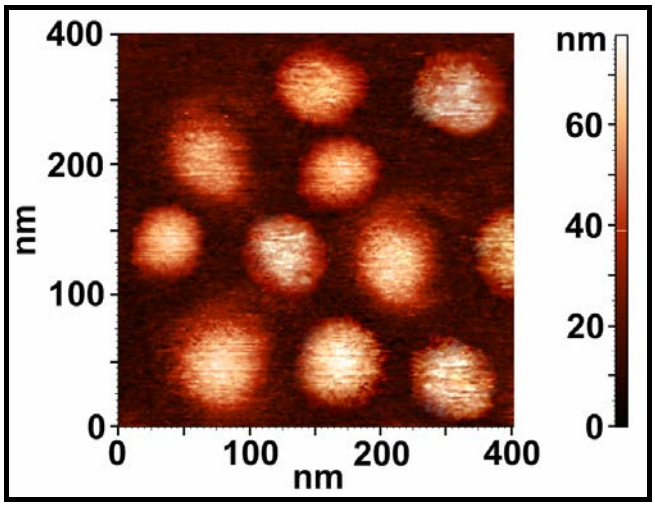


Fig. 4. Atomic force microscope image of a monomolecular close-packed $(C_{60})_m$ nanoaggregates synthesized on the mica surface at a room temperature. Concentration of fullerene C_{60} in initial equilibrium solution was ~0.9 mg/ml.

Figure 4 shows the high-resolution image obtained by the atomic force microscopy of $(C_{60})_m$ nanoaggregates synthesized in the volume of evaporating droplets of fullerene solutions in mixtures of benzene and acetonitrile on the mica surface. Drying droplets of fullerene C_{60} on a surface of a substrate can exhibit complex transitory structures during the process of evaporation of a solvent. The evaporation of solvents can drive the creation

of nanoaggregates $(C_{60})_m$ of various morphologies and sizes as well as the formation of nanoaggregate monolayers on a flat substrate (mica) surface. In this case, a substrate can dramatically influence the process of self-aggregation of molecules C_{60}, which during evaporation of the solvent, migration of molecules C_{60} on the substrate usually continues and induces further self-assembly processes. It can be noted that by controlling the concentration of nanoparticles, one can control the size of the synthesized nanoaggregates, which can reach hundreds of nanometers.

IV. THE PROBABLE MECHANISM FOR THE FORMATION OF $(C_{60})_m$ NANOAGGREGATES ON THE SUBSTRATE SURFACE

When organic solvent in a colloidal droplet evaporates, the fullerene concentration increases. That changes the physical and chemical properties of the droplet and affects on the droplet formation. Individual C_{60} molecules, as well as dimers $2C_{60}$ and trimers $3C_{60}$, arising in the volume of a drop to maintain equilibrium in the system, will be deposited on the surface of larger particles. At the same time, smaller fullerene clusters will have to dissolve further to compensate the substance that has left the solution. As a result of this self-organization of the fullerene molecules in the volume of the evaporating solution droplet takes place, larger aggregates (for example, $(C_{60})_m$, where $m>n$) grow due to both the Coulomb and Van der Waals attraction of smaller nanoparticles. Thus, continuous diffusion transfer of C_{60} molecules from smaller $(C_{60})_n$ clusters to larger aggregates of $(C_{60})_m$ occurs inside the evaporating drop of C_{60} fullerene solution in the binary mixtures of toluene with tetrahydrofuran. This phenomenon is well known under the general name "Ostwald ripening".

Based on the analysis of the results obtained, the following characteristic features of the evaporating droplet of C_{60} solution can be identified:

– it is an open dissipative system, that is, energy and matter are exchanged with the environment;

– this is an ensemble of aggregated particles, there is an initial (unordered) and final (ordered) state of the ensemble. The transition from the initial molecular state of C_{60} to the final cluster $(C_{60})_m$ takes a finite time, depending both on the volume of the initial drop and the type of solvent used, and on the initial temperature of the drop;

– the self-organization processes of the C_{60} nanoparticles according to the $C_{60}+C_{60}+\cdots+C_{60} \rightarrow (C_{60})_m$ scheme is irreversible: the transition from the initial molecular state of C_{60} to the final aggregate nC_{60} is initiated by the evaporation of the solvent. So the energy supply to the drop of the C_{60} solution from the external medium occurs during the evaporation of the solvent and terminates by the completion of evaporation of the solvent.

The obtained scientific results made it possible to reveal both the basic regularities of an organic solvent evaporation from a drop of a C_{60} fullerene solution and the working mode of synthesis of thin 2-D films from $(C_{60})_m$ nanoaggregates on a flat surface of a substrate.

V. CONCLUSIONS

A new accelerated method for the synthesis of $(C_{60})_m$ aggregates of a spherical shape from fullerene C_{60} molecules has been developed and implemented. The method is based on the self-aggregation of C_{60} molecules in the volume of the evaporating drop of the fullerene solution at room temperature. The proposed method can also be used for the

synthesis of thin (≤100 nm) two-dimensional (2-D) films based on C_{60} molecules on the mica surface for the needs of high-efficiency solar energy.

It has been established that the most likely motive force for the self-aggregation of C_{60} molecules in an evaporating droplet volume of solution due to the thermal action is the presence of strong temperature gradients both in the volume and in the near-surface layers of the evaporating drop.

The physical mechanism of self-aggregation of C_{60} molecules and formation of large $(C_{60})_m$ nanoaggregates, so-called Ostwald ripening, according to which relatively large structures grow at the expense of smaller ones, has been proposed. The most important factor determining the ordering of fullerene molecules and the formation of $(C_{60})_m$ nanoaggregates in the volume of evaporating droplets is the velocity on the contact line along the substrate, depending on the type of organic solvent used in the preparation of the initial C_{60} solution.

On the basis of the proposed method, a thin semiconductor fullerene C_{60} film with a thickness of ~100 nm was obtained, which can be used as a photoactive layer for solar cells and photodetectors.

Prolonged (for six months) microscopic observations of self-aggregation processes of fullerene C_{60} in the experiments have allowed one to establish that synthesized thin films of $(C_{60})_m$ nanoaggregates are stable to external mechanical and thermal influences.

REFERENCES

1. A. Ikeda, T. Mae, M. Ueda, K. Sugikawa, H. Shigeto, H. Funabashi, A. Kuroda and M. Akiyama, Chem. Commun. **53**, 2966 (2017).
2. F. Cantalado, T. Da Ros, Springer **1**, 107 (2008).
3. P. Chawla, V. Chawla, R. Maheshwari, S.A. Saraf, S.K. Saraf, Mini Rev Med Chem. **10**, No. 8, 662 (2010).
4. A. Mohajeri, A. Omidvar, Phys Chem Chem Phys. **17**, No. 34, 22367 (2015).
5. B.C. Yadav, R. Kumar, International Journal of Nanotechnology and Applications **2**, No. 1, 15 (2008).
6. D.M. Guldi, B.M. Illescas, C. M. Atienza, Chemical Society Reviews **6**, 1587 (2009).
7. S.A. Bakhramov, A.M. Kokhkharov, O.R. Parpiev, U.K. Makhmanov, J. Appl. Spectrosc. **76,** 82 (2009).
8. L. Marko. Recent Patents on Biotechnology **3**, No. 2, 118 (2009).
9. N.O. Mchedlov-Petrossyan, N.N. Kamneva, Y.T.M. Al-Shuuchi, A.I. Marynin, O.S. Zozulia, Journal of Molecular Liquids **235**, 98 (2017),
10. U. Ritter, Yu.I. Prylutskyy, M.P. Evstigneev, N.A. Davidenko, V.V. Cherepanov, A.I. Senenko, O.A. Marchenko, A.G. Naumovets, Fuller. Nanotub. Carbon Nanostructures **23,** 530 (2014).
11. Z. Zhou, Pharmaceutics **5**, 525 (2013).
12. T. Baati, F. Bourasset, N. Gharbi, L. Njim, M. Abderrabba, A. Kerkeni, H. Szwarc, F. Moussa, Biomaterials **33** 4936 (2012).
13. N. Gharbi, M. Pressac, M. Hadchouel, H. Szwarc, S.R. Wilson, F. Moussa, Nano Lett. **5,** 2578 (2005).
14. M.V. Avdeev, V.L. Aksenov, T.V. Tropin, Russ. J. Phys. Chem. **84,** 1273 (2010).
15. S.A. Bakhramov, A.M. Kokhkharov, E.A. Zakhidov, U.K. Makhmanov, S.P. Gofurov, Journal of the Korean Physical Society **64**, No.10, 1494 (2014).
16. U.K. Makhmanov, O.B. Ismailova, A.M. Kokhkharov, E.A. Zakhidov, S.A. Bakhramov, Physics Letters A **380**, No. 24, 2081 (2016).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.315-320

STUDY OF THE FORMATION OF TAYLOR CONE IN HIGH-VACUUM ELECTROSPRAY IONIZATION PROCESS

Sh.Dj. Akhunov, B.Sh. Kasimov, D.T. Usmanov

Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies, DurmonYoli street 33, 100125, Tashkent, Uzbekistan, usmanov@iplt.uz

(Received 07.09.2018

Бу ишда статик магнетик масс-спектрометрдан фойдаланиб юқори вакуумли электроспрей ионлашишида Тайлор конусининг ҳосил бўлиши тадқиқ қилинган. Содда юқори вакуумли электроспрей ионлашиш манбаси ишлаб чиқилган ва масс-спектрометрга ўрнатилган. Ҳосил бўлаётган зарядли томчиларга эритманинг таркиби, оқим тезлиги, юқори кучланиш ва температуранинг таъсирлари аниқланган.

В работе исследовано образование конуса Тайлора в высоковакуумной электроспрейной ионизации с использованием статического магнитного масс-спектрометра. Разработан простой высоковакуумный электроспрейный ионизационный источник и установлен в масс-спектрометр. Выявлено влияние состава раствора, скорости потока, высокого напряжения и температуры в образование заряженных каплей.

In this work, the formation of the Taylor cone in high-vacuum electrospray ionization using a static magnetic mass-spectrometer was studied. A simple vacuum electrospray ionization source was designed and combined with a mass-spectrometer. The effect of the solution composition, flow rate, high voltage and temperature on the formation of charged liquid droplets was determined at high-vacuum conditions.

I. INTRODUCTION

Electrospray ionization (ESI) has been used as an ionization method for mass spectrometry (MS) for more thirty years.The electrospray of liquid glycerol from a capillary was observed in 1917 [1], and the electrified liquid meniscus, which took the shape of a cone, was theoretically analyzed by Taylor [2]. Dole et al. described that the molecular ions can be liberated from the electrosprayed droplet [3], and the first electrospray ionization mass spectrometry (ESI-MS) was demonstrated by Fenn et al. [4, 5]. Electrospray is a well-known phenomenon producing fine charged droplets through a small capillary due to a high voltage applied between the capillary and a counter electrode. A typical electrospray process is separated into four steps: electrochemical reactions inside the ESI capillary, which produce charges for analyte ionization; generation of charged droplets at the tip of the ESI capillary; shrinking process of the charged droplets via solvent evaporation and repeated fission; gas-phase ion formation from very fine droplets resulting from the shrinking process. The electric field strength at the needle tip with a planar counter-electrode can be approximated as [6-8):

$$E_n = \frac{2V_n}{r_n \ln(4d / r_n)}, \quad (1)$$

where V_n is the applied voltage, r_n is the outer radius of the needle and d is the distance between needle tip and counter-electrode. A typical value of E_n for a successful

electrospray is 10^6–10^7 V/m [6, 8]. If the electric field is strong enough, the force acting on the anions from the electric field is balanced by the surface tension of the solution forming a cone of liquid, called Taylor cone [2], at the needle end.

Using a modified [9, 10] form of the Hendricks equation [8] the electrospray current i_{es} can be approximated as:

$$i_{es} = Hv_f^{\nu}\sigma_s^{n}E_c^{\varepsilon}, \tag{2}$$

where H is a constant depending on the surface tension and the dielectric constant of the solvent, v_f is the flow-rate, σ_s is the specific conductivity and E_c is the electric field from equation (1).

Nowadays, ESI is widely applied in qualitative and quantitative studies of nonvolatile organic compounds, thermally labile inorganic compounds and biomolecules, which are difficult to analyze using electron impact (EI), atmospheric pressure chemical ionization (APCI), atmospheric pressure photoionization (APPI) and other atmospheric ionization methods. ESI [5, 11] generates intact molecular ions, which are used for mass spectrometry [12, 13] ion mobility spectrometry (IMS) [14] or for ion beam deposition methods like soft landing [15, 16].

However, one of the biggest issues of the ESI technique is the large ion loss during transmission from atmospheric pressure to the low-pressure region of the mass analyzer [17, 18]. Most ion loss occurs at the inlet and skimmer of the ESI-MS interface, and therefore, the ion loss should be reduced by moving the ESI source from ambient environment to the sub-ambient pressure inlet chamber. This concept was initially reported as a design called electrodynamic ionization (EHD) by Evan and coworkers [19], and later developed for several applications [20]. In the 1990's, several new designs of ESI sources operating at low pressure emerged [21, 22]. In these initial designs of sub-ambient pressure ESI, the electrospray was operated at pressures much lower than 0.1 Torr, below the suitable pressure (~1 Torr) for electrical breakdown. In addition, a low operating pressure for ESI may degrade the electrospray performance due to the freezing of the solvents during plume expansion, which results in insufficient evaporation.

One potential solution is to implement those conventional atmospheric pressure ionization techniques inside the vacuum chamber. Aksyonov and Williams developed impact desolvation of electrosprayed microdroplets (IDEM), which uses the charged droplets generated by vacuum electrospray [23]. Analytes were dissolved in an electrolyte solution that was electrosprayed in vacuum, producing highly charged micron and submicron-sized droplets. The electrosprayed microdroplets were accelerated by 5–10 kV to velocities of several kilometer per second and allowed to impact a target. The energetic impacts led to desorption of analyte molecules dissolved in the droplets.

In this work, the formation of Taylor cone in high vacuum using a magnetic sector mass-spectrometer MI-1201 was carried out. For this purpose, a handmade vacuum ESI source has been constructed and tested on the magnetic sector mass-spectrometer MI-1201. Specifically, solution was introduced into the vacuum chamber by direct capillary sampling, and simultaneously, a high voltage (HV) was applied onto the ESI emitter. Initial research on the characterization and application of the proposed VESI was demonstrated.

II. EXPERIMENTAL METHODS AND MATERIALS

The developed vacuum electrospray source (VESI) was mounted on a magnetic sector mass-spectrometer, and the scheme of the instrument structure is shown in Fig. 1. A needle with the outer diameter 0.5 mm and inner diameter 0.05 mm was used as an electrospray emitter. The transportation of liquid was directly performed using an ESI emitter. In order to avoid freezing liquid the electrospray emitter was slightly heated using a ceramic cartridge that was embedded of the interface. The temperature of emitter was 60°C in all the experiments. The liquid was pushed to the tip of capillary using a handmade liquid pump with flow rate of 1–10 μl/min.

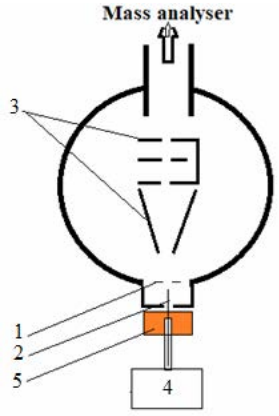


Fig. 1. Scheme of the experimental system: 1 – extracting electrode, 2 – syringe needle (inner diameter 0.05 mm), 3 – focusing lens, 4 – handmade syringe pump, 5 – polyvinyl-chloride isolator.

All the experiments were conducted using a magnetic sector mass-spectrometer MI-1201. The surface ionization ion source was removed and instead of it the vacuum electrospray ionization source was embedded. The electrosprays are generated inside a vacuum chamber at the pressure 10^{-5} Torr. The charged liquid droplet beam produced from the electrospray emitter was accelerated towards the Faraday cup with an accelerating voltage up to 5 kV.

The charged liquid droplets were generated by electrospraying water and ethanol (1/1) with adding acetic acid of 0.5%. The solution was prepared at different ratios of water and ethanol and the optimal ratio of water to ethanol was also investigated. They were transported into the ion focusing system and accelerated by 5 kV after exiting the ion focusing system. The pure ethanol and water were used in all experiments. Water was purified and deionized by Simplicity UV (Millipore, Bedford, MA, USA).

III. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

One of main issue of vacuum ESI (VESI) is to prevent freezing the liquid. The solvent is easy cooled and freezes at the spray tip because of rapid evaporation [24]. Drops freezing can likely occur during the entire electrospray process in vacuum because the solvent will continuously evaporated and cause evaporative cooling. In that case, Coulomb explosion may be terminated that can significantly reduce ionization efficiency. Some related studies have been carried out to produce a stable electrospray under vacuum as well as primary cluster ion source for secondary ion mass spectrometry analysis [25, 26]. Because to prevent ice formation, additional devices, such as a wire heater [27] or a continuous infrared laser [25, 26] were commonly used to heat the liquid.

Ion production from an electrospray source is related to the solution flow rate [28]. In general, liquid transfer rate in a capillary is determined by many factors, including the pressure difference between the two capillary outlets, capillary dimension, and sample viscosity [29]. One feature of the self-aspirating capillary introduction is that the sampling rate is difficult to change during the experiment. This approach helps ensure the

stability of detection for a single measurement. However, the viscosity varied the fofmation of ions, the performance of VESI became dependent on the solution composition. In some cases, the experimental configurations needed to be readjusted for optimization when the sample was changed.

There are the large numbers of solvents that can be used for electrospray ionization under ambient conditions, but there is relatively few suitable for in-vacuum electrospray. We found that ethanol is the most suitable for the electrospray and the stability of the spray in vacuum. The mixture of ethanol and water in various ratios were tested. The solution was continuously sampled through the needle, and a high voltage was directly applied to the emitter. During this sampling process, the pressure of the chamber increased from 1×10^{-6} Pa to 6×10^{-5} Pa. It has been established that the mixture of ethanol and water (75:25 ratio) is also highly suitable for electrospray stability in a vacuum. The dependence of ion current as a function of ratio of ethanol and water is shown in Fig. 2. The applied high voltage to the emitter was 3 kV. As shown in Fig. 2 the maximum ion current of more 4 nA was observed in mixture water and ethanol (ratio 75:25) without applying heat to the electrospray emitter. However, to increase the ethanol amount in mixture further leaded to decrease the ion current.

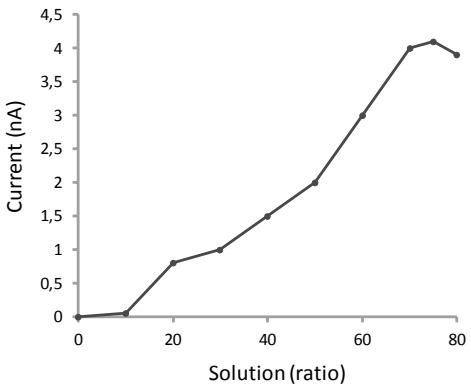


Fig. 2. Ion current as a function of mixture of ethanol and water ratio.

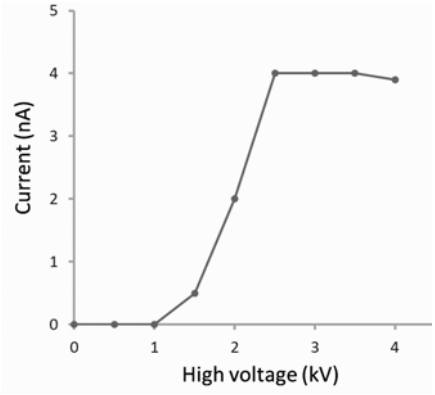


Fig. 3. Ion current as a function of high voltage.

For VESI operation, spray voltage is another indispensable condition. We have studied the influence of the spray voltage on VESI. The mixture of ethanol and water (75:25 ratio) was used for the experiments. Fig. 3 shows the dependence of the electrospray current as a function of high voltage. Electrospray current increased with the applied voltage, and a voltage greater than 1.5 kV was required to operate the VESI. However, the signal disappeared after the high voltage was removed. This observation was consistent with the characteristics of a traditional ESI source. Hence, the detected ions were mainly produced from ESI mechanism.

In order to improve the ionization efficiency, we were also studied the temperature effect on the ion current. For this purpose the mixture of ethanol and water were diluted in a ratio of 50:50. The applied maximum temperature to the electrospray emitter was 60°C because of most organic compounds could be degraded at high temperature. The ion current dependence of charged droplets as a function temperature is depicted in Fig. 4. The curve shows that the ion current increased at the high temperature of the emitter.

The large current of about 4.5 nA was obtained even with a ratio of 50:50 for the mixture of ethanol and water. However, the extraction voltage necessary for stable cone-jet emission is significantly lower for the heated emitter. The total currents registered by the Faraday cup are significantly higher in the heated case. Heating also appears to produce a more divergent spray. These experiments demonstrate that temperature, high voltage and the amount of ethanol in solution play an important role in the formation of stable Taylor cone in VESI.

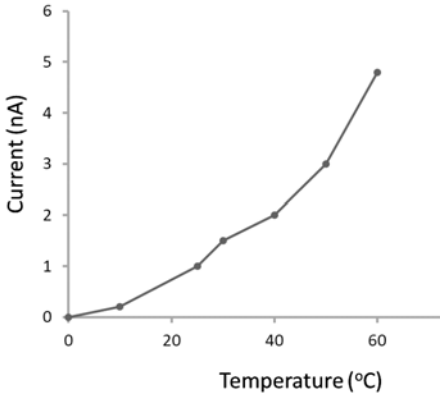


Fig. 4. Ion current as a function of temperature.

IV. CONCLUSION

In this study, the first time VESI using a magnetic sector mass spectrometer MI 1201 was carried out. For the purpose, the extremely simplified VESI source was designed and coupled to the mass spectrometer. The stable Taylor cone was obtained in high vacuum and a large current was obtained even with a rough adjustment. It has been established that the formation of the stable Taylor cone depends on many factors such as flow rate of solution, applied high voltage and temperature of electrospray emitter. The best solution ratio of ethanol and water was 75:25 without applying any heat to the electrospray emitter. However, applying the heat to electrospray emitter at 60°C may increase the formation of charged liquid droplets as well as decrease the ethanol amount in solution. Based on these results, it is concluded that this vacuum electrospray technique has a promising future for analyzing organic compounds such as peptides and narcotics as well as to elucidate their electrospray ionization mechanisms in high vacuum.

Acknowledgements. This work has been performed in the framework of project № Ф.5-18 of the Fund for Support of Basic Research of Uzbekistan Academy of Sciences.

REFERENCES

1. J. Zeleny, Phys. Rev. **10**, 1–6 (1917).
2. G. Taylor, Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci. **280**, 383 (1964)..
3. M. Dole, L.L. Mack, R.L. Hines, R.C. Mobley, L.D. Ferguson, M.B. Alice, J. Chem. Phys. **49**, 2240 (1968).
4. M. Yamashita, J.B. Fenn, J. Phys. Chem. **88**, 4451 (1984).
5. J. Fenn, M. Mann, C. Meng, S. Wong, C. Whitehouse, Science **246**, 64 (1989).
6. P. Kebarle and Y. Ho. Electrospray ionization mass spectrometry: Fundamentals, instrumentation and applications (JohnWiley & Sons, New York, 1997).
7. L.B. Loeb, A.F. Kip, and G.G. Hudson, Phys. Rev. **60**(10), 714 (1941).
8. R.J. Pfeifer and C.D. Hendricks, AIAA J **6**, 496 (1968).
9. L. Tang and P. Kebarle, Anal. Chem. **65**(24), 3654 (1993).
10. G.J. Van Berkel and F. Zhou, Anal. Chem. **67**(17), 2916 (1995).
11. T.R. Covey, B.A. Thomson, and B.B. Schneider, Mass Spectrom. Rev. **28**, 870 (2009).
12. B. Domon and R. Aebersold, Science **312**, 212 (2006).

13. R.D. Smith, J.A. Loo, R.R.O. Loo, M. Busman, H.R. Udseth, Mass Spectrom. Rev. **10**, 359 (1991).
14. D.E. Clemmer and M. F. Jarrold, J. Mass Spectrom. **32**, 577 (1997).
15. G.E. Johnson, Q. Hu, and J. Laskin, Annu. Rev. Anal. Chem. **4**, 83 (2011).
16. J. Cyriac, T. Pradeep, H. Kang, R. Souda, and R.G. Cooks, Chem. Rev. **112**, 5356 (2012).
17. P. Kebarle, L. Tang, Anal. Chem. **65**, A972 (1993).
18. N.B. Cech, C.G. Enke, Mass Spectrom. Rev. **20**, 362 (2001).
19. S. Simons, B.N. Colby, C.A. Evans, Intern. Journ.of Mass Spectr. and Ion Phys. **15**, 12 (1974).
20. K.D. Cook, Mass Spectr. Rev. **5**, 467 (1986).
21. J.W. Jorgenson, D.M. Dohmeier. In: The University of North Carolina at Chapel Hill US (1992).
22. E.W. Sheehan, Chem-Space Associates, US (1998).
23. S.A. Aksyonov, P. Williams, Rapid Commun. Mass Spectrom. **15**, 2001 (2001).
24. S. Ninomiya, L.C. Chen, H. Suzuki, Y. Sakai, K. Hiraoka, Rapid Commun. Mass Spectrom. **26**, 863 (2012).
25. R. Takaishi, Y. Sakai, K. Hiraoka, H. Wada, S. Morita, T. Nakashima, H. Nonami, Rapid Commun. Mass Spectrom. **29**, 1420 (2015).
26. Y. Fujiwara, N. Saito, H. Nonaka, S. Ichimura, J. Appl. Phys. **111**, 064901 (2012).
27. S. Ninomiya, L.C. Chen, Y. Sakai, K. Hiraoka, Surf. And Interf. Anal. **46**, 364 (2014).
28. M.G. Ikonomou, A.T. Blades, P. Kebarle, Anal. Chem. **63**, 1989 (1991).
29. Q. Yu, J. Zhang, K. Ni, X. Qian, X.J. Wang, Mass Spectrom. **52**, 109 (2017).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.321-323

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

SOLAR PUMPED LASER BASED ON COMPOSITE TITANIUM-SAPPHIRE ACTIVE MEDIUM

Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, S. Bakhramov and A. Kasimov

Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies of Academy of Sciences of RUz, Tashkent, Uzbekistan, payziyev_sh@mail.ru

(Received 12.04.2018)

$Ti^{3+}:Al_2O_3$ лазер фаол элементи асосида қуёш энергиясини лазер нури энергиясига айлантириш имконияти тадқиқ қилинди. Компьютер симуляцияси методи ёрдамида лазер фаол мухити концентрацияланган қуёш нури билан бўйлама йўналишда оптик дамланадиган (накачка қилинадиган) схема учун кристалл параметрларининг оптимал геометриясини танлаш орқали оптик дамлаш қувватининг чегаравий қийматини пасайтириш имконияти кўрсатилди.

Исследована возможность преобразования солнечной энергии в энергию лазерного излучения на базе активного элемента $Ti^{3+}:Al_2O_3$**.** Методом компьютерной симуляции показана возможность снижения порога генерации за счет выбора оптимальной геометрии параметров кристалла при продольной накачке концентрированным солнечным излучением.

On the basis of the active element of $Ti^{3+}:Al_2O_3$, the possibility of converting solar energy into laser radiation energy is investigated. By the computer simulations, it was shown the possibility of reducing the threshold pump power by choosing the optimal geometry of the crystal parameters for end-pumping scheme of concentrated solar radiation.

Laser materials are not divided into separate groups by the type of pumping (lump, diode, solar, nuclear, etc. types of pumping). Therefore, in principle, solar radiation can be used as a pump source for any laser material. However, under these conditions, special requirements are imposed on them: high thermal conductivity of the material to withstand the thermal load of the broadband spectrum of solar radiation, and a low lasing threshold (threshold pump power) due to the limited concentration of solar radiation. Nd: YAG crystal has found wide application as a laser material due to the relatively high thermal conductivity and low threshold pump power. At the same time, there are other laser materials, for example, $Ti^{3+}:Al_2O_3$, which by some of its characteristics exceeds Nd:YAG [1]. For example, it has better overlapping of the absorption spectrum with the solar radiation spectrum (Fig. 1) and high thermal conductivity (more than two times greater than that of Nd:YAG). However, it has a significantly higher threshold pump power with respect to Nd:YAG. For this reason, it was not considered as a laser material for lasers with solar pumping.

In this connection, in this paper we made an attempt to achieve laser generation with the help of optimal design solutions for $Ti^{3+}:Al_2O_3$, namely, ensuring the conditions under which the lasing threshold is reached and at the same time the effective conversion of solar energy into laser radiation energy takes place. To solve the problem, a computer

simulation was carried out within the framework of the model proposed by us [2, 3] and the possibility of reaching the lasing threshold was demonstrated.

Different variants of the laser scheme were considered. The most optimal of them, in our opinion, was the scheme shown in Fig. 2. In this case, the diameter of the concentrator was assumed to be equal to 1 m with a reflection coefficient of about 90%.

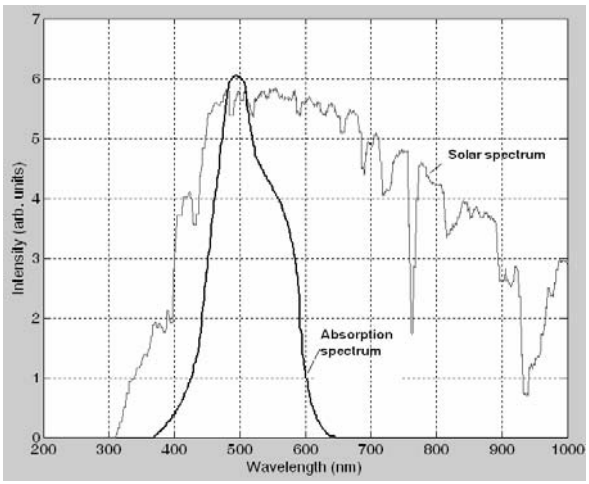


Fig. 1. Absorption spectrum of the active element of Ti^{3+}:Al_2O_3 and the standard spectrum of solar radiation AM1.5.

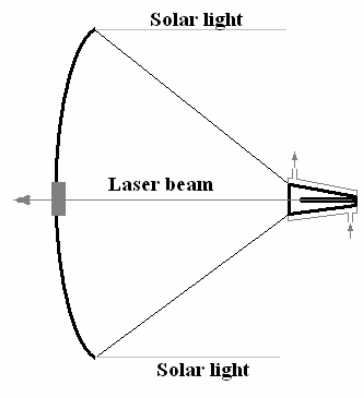


Fig. 2. Scheme of a solar laser with a composite active medium of Ti^{3+}:Al_2O_3.

As an active element, a composite active medium of Ti^{3+}:Al_2O_3 with a parabolic shape was considered. The parabolic composite material at the inlet end is coated with an antireflection coating to reduce the loss of incoming solar radiation and a highly reflective coating in the wavelength region of 700–1100 nm at the opposite end. The active element is placed in a cuvette for water cooling. The output mirror of the laser is located at the focus of the parabolic mirror-concentrator.

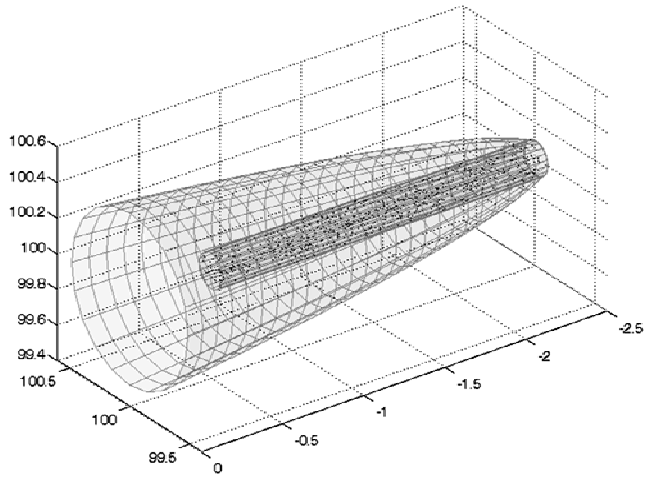


Fig. 3. Absorbed pump power density distribution in the active medium.

Figure 3 shows the absorbed pump power distribution in the composite Ti^{3+}:Al_2O_3 active element (dots in the active region of the crystal). As can be seen from Fig. 3, at the parabolic form of the active element with an active zone of Ti^{3+}:Al_2O_3 located along the central axis of the element, the pump density is uniform and, accordingly, the thermal load on the active element is also uniform. Heat removal occurs through Al_2O_3 in water. In this case, the active zone is separated from the input end at some distance. This helps to reduce the thermal load on the antireflection coating, and also improves the conditions for the thermal load on the active element as a whole.

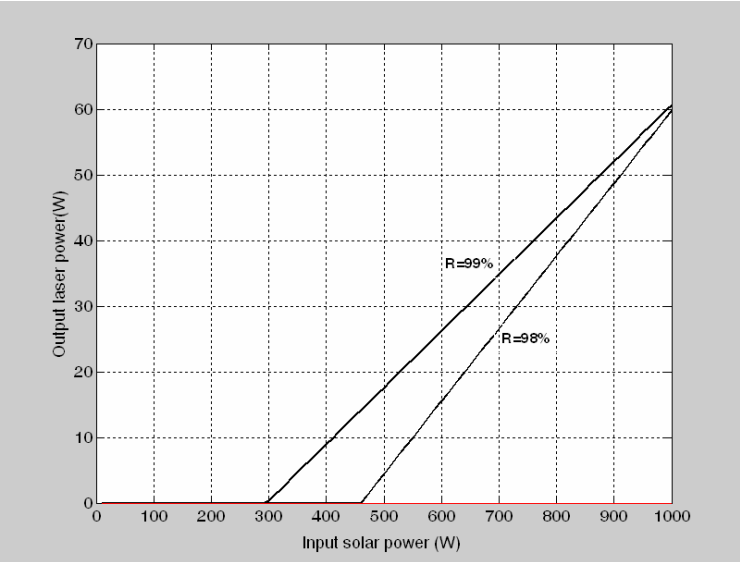


Fig. 4. Calculated laser power depending on the pump solar radiation power, and the dependence of lasing threshold on the output mirror reflectivity of *R* for the composite active medium

From the results obtained (Fig. 4) for the laser radiation power as a function of the pump power (solar radiation), it is clear that for a laser with an active element of Ti^{3+}:Al_2O_3, the conversion efficiency can be no less than in the case of solar pumped Nd: YAG laser.

REFERENCES

1. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov and Yasser A. Abdel-Hadi, International Journal for Light and Electron Optics **156**, 891 (2018)
2. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, Journal of Renewable and Sustainable energy **8**, 015902 (2016).
3. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, Optics Communications **380**, 57 (2016).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№5) 2018 PP.324-326

ОСТАТОЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРЕМНИИ С ПРИМЕСЯМИ Т-ИОНОВ, ПОДВЕРГНУТОМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМУ СЖАТИЮ

Ш.Б. Утамурадова

Национальный университет РУз им. Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан
sh-utamuradova@yandex.ru
(Получена 22.02.2018)

Чуқур сатҳлар ностационар сиғимли спектроскопия усули ёрдамида Т-ионлар билан легирланган кремнийда гидростатик сиқиш таъсиридаги қолдиқ эффектлар ўрганилган. 5–70 кбар оралиқдаги гидростатик сиқиш E_c–0.22 эВ ва E_c–0.42 эВ чуқур сатҳларнинг термик фаоллашиш энергиясининг ўзгаришига олиб келиши аниқланган.

С помощью нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней исследованы остаточные эффекты в кремнии, легированном примесями Т-ионов и подвергнутом всестороннему сжатию. Показано, что воздействие всестороннего сжатия в интервале 5–70 кбар приводит к остаточному изменению термической энергии активации уровней E_c–0.22 эВ и E_c–0.42 эВ.

By means of nonstationary capacitance spectroscopy of deep levels the residual effects in silicon doped with impurities of T-ions and subjected to uniform compression are investigated. It is shown that the effect of compression in the range of 5–70 kbar leads to a residual change of the thermal activation energy of the levels E_c–0.22 eV and E_c–0.42 eV.

В последние годы уделяется большое внимание исследованиям в области высоких давлений. В значительной мере это обусловлено интересными физическими явлениями, происходящими в кристаллах при воздействии высоких давлений [1-2]. Высокое гидростатическое сжатие приводит к существенным изменениям зонной структуры полупроводников, в частности, к смещению энергетических уровней. В однородных полупроводниках смещение энергетических уровней и связанное с этим изменение спектра носителей тока приводит, в свою очередь, к сильным изменениям оптических, электрических, механических и многих других свойств кристаллов. В некоторых случаях возникшие при сжатии свойства сохраняются и после снятия давления [3-4].

В настоящей работе приводятся результаты исследования остаточных явлений после гидростатического упругого сжатия образцов кремния, легированного примесями Т-ионов: марганца, железа и хрома. Образцы для исследований были вырезаны из монокристалла кремния *n*-типа, выращенного методом Чохральского, с удельным сопротивлением 5–10 ом·см. Диаметр образцов 3–4 мм, толщина 1 мм, ориентация в плоскости [111]. Примеси марганца, железа и хрома вводили в кремний диффузионным путем при 1200°С в течение 2-х часов с последующей закалкой в масле. Диффузионные *p*-*n*-переходы в образцах создавали до диффузии примесей. Образцы *n*-Si<Mn>, *n*-Si<Fe> и *n*-Si<Cr> хранили в жидком азоте, т.к. длительное хранение их при комнатной температуре приводит к уменьшению концентрации глубоких уровней (ГУ) [5].

Параметры и концентрацию ГУ перед обработкой давлением тщательно измеряли с помощью нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DTLS) и вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Эти измерения показали, что во всей партии использованных для эксперимента диодов концентрация и параметры ГУ были идентичными. В экспериментах использована камера высокого давления типа "Тороид" [3].

В качестве модельной примеси будем рассматривать атомы хрома в кремнии. Измерения параметров глубоких уровней в кремнии *n*-типа, легированного хромом, показали, что воздействие высокого гидростатического давления в интервале 5–70 кбар приводит к остаточному изменению термической энергии активации E_t уровней E_c–0.20 эВ и E_c–0.41 эВ. Анализ типичных спектров DLTS образцов *n*-Si<Cr> и зависимостей Аррениуса, полученных из этих спектров до и после обработки давлением, показал, что в результате воздействия высокого давления энергии активации E_t уровней E_c–0.21 эВ и E_c–0.41 эВ уменьшаются до E'_t, т.е. оба ГУ сдвигаются по направлению к зоне проводимости, причем более глубокий уровень сдвигается с большей скоростью.

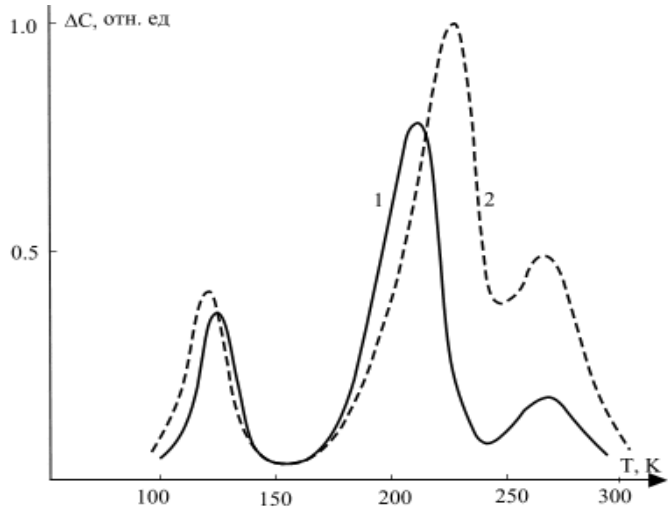


Рис. 1. Спектры DLTS *n*-Si<Cr> до (*1*) и после (*2*) воздействия давления. P=70 кбар, t_g= 30 мин.

Изменение энергии активации обоих уровней определяется выражением:

$$\Delta E = E_t - E'_t ,$$

где E'_t – энергия активации уровня после воздействия давления. ΔE линейно зависит от давления. Максимальное ΔE_t при 70 кбар достигает значения 0.035 эВ для уровня E_c–0.21 эВ и 0.1 эВ для ГУ E_c–0.41 эВ.

Подобное уменьшение энергии активации уровней наблюдалось и для примесей марганца и железа в кремнии. Аналогичное уменьшение энергии активации ГУ, связанных с марганцем в кремнии, наблюдалось нами ранее при давлении в интервале 5–70 кбар, но максимальное значение ΔE_t и соответствующий коэффициент давления ГУ $\gamma = d\Delta E/dP$, полученные в [5], были в 2–3 раза меньше, чем в данной работе.

Уровень E_c–0.41 эВ, связанный с хромом в кремнии, обнаруживает немонотонную зависимость ΔE_t от времени воздействия давления: он имеет максимум при t_g=40 мин и при дальнейшем увеличении t_g величина ΔE_t быстро уменьшается. Коэффициент давления γ глубокого уровня E_c–0.41 эВ также зависит от времени воздействия давления: при разных t_g γ изменяется от 8×10^{-12} эВ/Па до $2/3\times10^{-11}$ эВ/Па.

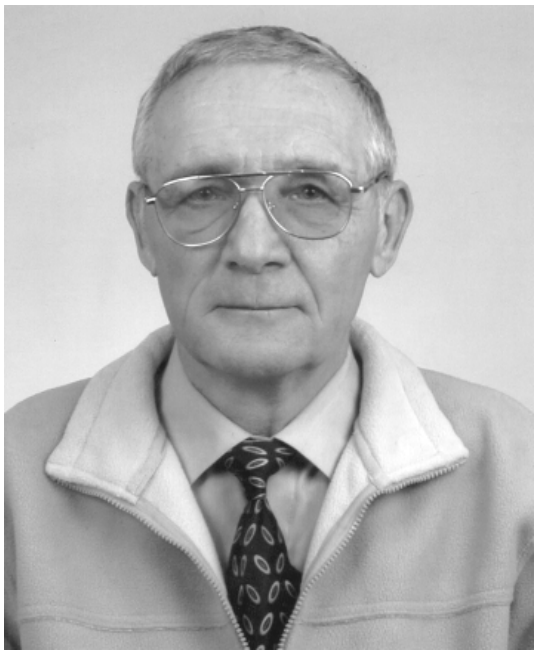
Концентрация уровня E_c–0.41 эВ в результате воздействия давления растет и в максимуме (60 кбар, t_g=40 мин) увеличивается примерно вдвое по сравнению со стартовым значением. Длительное хранение диодов *n*-Si<Cr> при комнатной температуре приводит к тому, что термическая энергия активации и концентрация этого уровня частично возвращаются к значениям, которые наблюдались до воздействия давления.

Увеличение концентрации ГУ E_c–0.41 эВ для хрома и E_c–0.42 эВ для марганца в кремнии можно объяснить следующим образом. Известно, что значительная часть атомов Т-ионов, введенных в объем кремния путем высокотемпературной диффузии, находится в электронейтральном состоянии. Электронно-микроскопические исследования показывают, что неактивная часть атомов Т-ионов осаждается в виде атмосферы вокруг дислокаций или других структурных дефектов. Наличие таких примесных атмосфер искажает кристаллическую решетку и нарушает ее периодичность. Поэтому возможно, что гидростатическое давление, в первую очередь, сильно влияет на такие преципитаты, в результате происходит частичное (возможно, и полное) расщепление и распад преципитатов. Освобожденные при этом атомы Т-ионов могут мигрировать в соседние междоузлия и стать электрически активными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями. Под ред. В.И. Фистуля (Москва, Металлургия, 1987).
2. В.И. Фистуль. Атомы легирующих примесей в полупроводниках (Москва, Физматлит, 2004).
3. А.А. Полякова. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов (Москва, Энергия, 1979).
4. К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. Пер. с англ. (Москва, Мир, 1984).
5. К.П. Абдурахманов, А.А. Лебедев, Б.А. Котов, Й. Крейсль, Ш.Б. Утамурадова, ФТП **19**, №2, 349 (1985).
6. Ш.Б. Утамурадова, Ш.Х. Далиев, Ж.С. Рахмонов, Докл. АН РУз №6, 45 (2009).
7. Ш.Б. Утамурадова, Ж.С. Рахмонов, Ш.Х. Далиев, Естественные и технические науки РАН № 2(40),31 (2009).

Uzbek Journal of Physics
Vol.20(№5) 2018 PP.327-328



УЧЕНЫЙ, НАСТАВНИК, ИНТЕЛЛЕГЕНТ

29 ноября на 82 году ушел из жизни выдающий ученый Узбекистана, доктор химических наук, профессор, действительный член Российской Академии естественных наук Александр Алексеевич Кист.

В свое время Д.И. Писарев заметил: «Кто раз полюбил науку, тот любит ее всю жизнь и никогда не расстается с ней добровольно». Эти слова полностью относятся к мэтру активационного анализа А.А. Кисту.

Александр Алексеевич начал свою трудовую деятельность сразу после окончания химического факультета Среднеазиатского государственного университета, и более полувека его деятельность была связана с Институтом ядерной физики АН РУз. Он прошел путь от лаборанта до заведующего лабораторией активационного анализа института. В течение 26 лет (1975-2001 гг) работал в должности заместителя директора, а с 2001 по 2007 гг являлся советником директора.

Его работы в области аналитической химии, радиохимии, прикладной ядерной физики, экологии, биохимии, геохимии, горно-металлургической технологии внесли большой вклад в укрепление престижа страны.

Александр Алексеевич являлся руководителем признанной во всем мире научной школы в области радиоаналитики, координировал работы по активационному анализу в масштабах СССР. Им опубликовано более 400 научных работ, включая авторские свидетельства и патенты. Он автор двух монографий:

«Биологическая роль химических элементов и периодический закон» (Ташкент, Фан, 1973), «Феноменология биогеохимии и бионеорганической химии» (Ташкент, Фан, 1987). Его ученики продолжают развивать идеи созданной им школы в области аналитической химии, радиохимии, экологии, медицины и других отраслей науки и техники в США, России, Казахстане, Белоруссии, Таджикистане, Узбекистане. Под его руководством были защищены более 40 кандидатских и 9 докторских диссертаций.

Большое практическое значение имеют работы А.А. Киста в содружестве с Алмалыкским и Навоийским ГМК, УзКТЖМ, медицинскими, природоохранными, геологическими и правоохранительными организациями. Он был одним из организаторов и куратором производства изотопов на предприятии «Радиопрепарат» (ИЯФ АН РУз) для научных и медицинских целей республики. Эта продукция также востребована за рубежом.

А.А. Кист участвовал в ряде международных программ (МАГАТЭ, УНТЦ, Коперник и др.) в содружестве с учеными России, США, Польши, Чешской Республики и других стран. Неоднократно привлекался МАГАТЭ в качестве эксперта. А.А. Кист был членом Межведомственного научного совета по радиохимии, председателем Среднеазиатского отделения научного совета АН СССР по аналитической химии.

За свой многолетний и самоотверженный труд Александр Алексеевич был удостоен Государственной премии имени Беруни (1983 г.), награжден орденом Трудового Красного Знамени (1986 г.), орденом «Фидокорона хизматлари учун» (2004 г.), медалью «За доблестный труд», медалью «Ветеран труда», почетной грамотой Верховного Совета и Совета Министров Республики Узбекистан. За вклад в развитие науки Кембриджским биографическим центром при Кембриджском Университете Великобритании в 2000 г. ему был присвоен титул – “Международный Человек Тысячелетия”, награжден Международной медалью «Яна Марка Марци» от Чешского спектроскопического общества.

Александр Алексеевич был всесторонне образованным, высоконравственным ученым, талантливым и доброжелательным руководителем. Он решал все вопросы спокойно и быстро, по-деловому, с большим уважением к собеседнику. Всегда заботился о коллективе и умел найти общий язык и с лаборантами и с ведущими специалистами. Его увлекали наука, искусство, музыка, спорт, туристические походы в горы и многое, многое другое.

В сердцах друзей, коллег и соратников навсегда останется память об этом замечательном человеке, Человеке с большой буквы.

ISSN 1025-8817

O‘ZBEKISTON FIZIKA JURNALI

1957 yilda tashkil topgan
Yilda 6 marta chiqadi

UZBEK JOURNAL OF PHYSICS

УЗБЕКСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Founded in 1957
Published 6 times a year

Основан в 1957 г.
Выходит 6 раз в год

Volume 20 **Number 5** **September-November 2018**

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Э.А. ЗАХИДОВ (главный редактор),
Д.Т. АЛИМОВ, М.Х. АШУРОВ, Х. Б. АШУРОВ (зам. гл. редактора),
С.А. БАХРАМОВ, Э.М. ИБРАГИМОВА, С.Л. ЛУТПУЛЛАЕВ,
Р.А. МУМИНОВ (зам. гл. редактора), Г.И. МУХАМЕДОВ, У.Х. РАСУЛЕВ,
У.С. САЛИХБАЕВ, Ф.Т. УМАРОВА (ответственный секретарь),
У.Н. ТАШКЕНБАЕВ, Ш.А. ЭГАМБЕРДЫЕВ

Адрес редколлегии:
100125 Ташкент, Мирзо Улугбекский р-н, ул. Дўрмон йўли, 33
Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз
Тел.: 998-71-262-31-69, 998-90-325-15-31; Fax: 998-71-262-32-54

O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Академия наук Республики Узбекистан

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2018