

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова**

**Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына**

Труды

**XIV МЕЖВУЗОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ
"КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ
В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ
ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ"**

24-25 ноября 2013 г.

**Москва
2013**

**Школа посвящается 100-летию со дня рождения
Б. Понтекорво**

Труды

**XIV МЕЖВУЗОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ
"КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ
В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ
ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ"**

24-25 ноября 2013 г.

УДК 539.12.01(063)
ББК 22.383
Т78

Труды

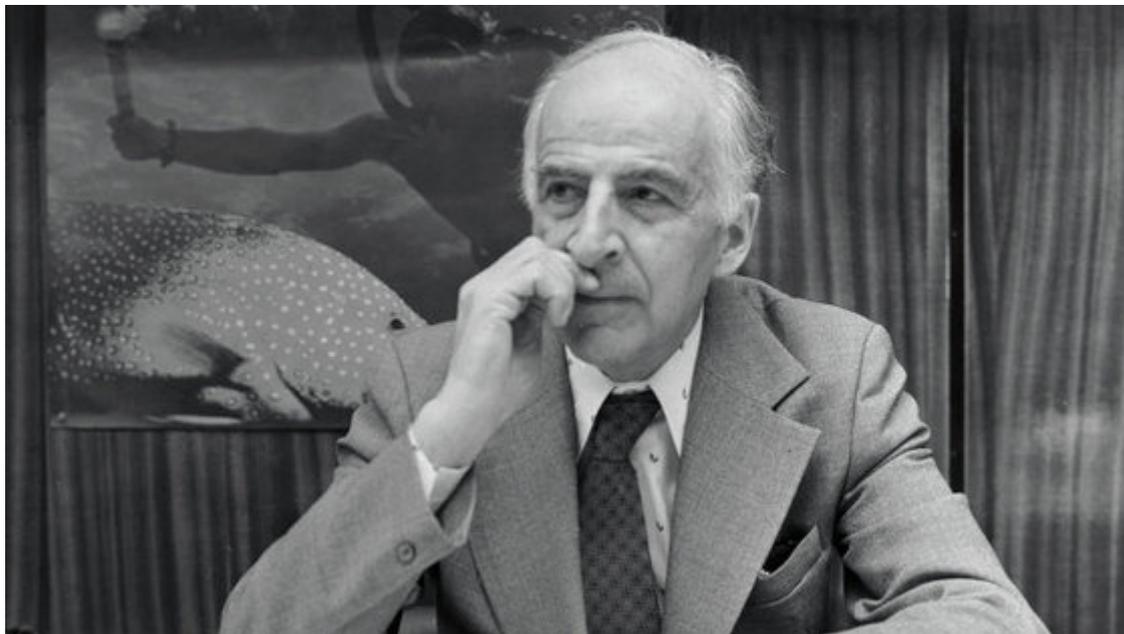
XIV Межвузовской научной школы
молодых специалистов
"Концентрированные потоки энергии
в космической технике
электронике, экологии и медицине"

Под редакцией
Профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова

e-mail bsi@depni.sinp.msu.ru

В трудах школы рассмотрены физические основы концентрированных потоков энергии и их воздействия на материалы и изделия космической техники, методы обработки материалов концентрированным излучением, воздействие лазерного и микроволнового излучения на вещество, концентрированные потоки энергии в экологии и медицине, в электронике, проблемы физики нейтрино и ядерной спектроскопии.

Бруно Понтекорво
(22 августа 1913, Пиза, Италия — 24 сентября 1993, Дубна)



Герой Социалистического Труда.
Лауреат Сталинской и Ленинской премий.
Действительный член Академии наук СССР.
Председатель Научного совета АН СССР по нейтринной физике.
Иностранный член Академии деи Линчей.
Заведующий кафедрой элементарных частиц физического факультета
Московского государственного университета.
Начальник научно-экспериментального отдела слабых и электромагнитных
взаимодействий Лаборатории ядерных проблем Объединенного института
ядерных исследований.
Почетный доктор естественных наук Будапештского университета.
Почетный доктор Университета Феррары.
Основоположник физики нейтрино высоких энергий и один из
основоположников нейтринной астрономии.

Гений Бруно Понтекорво

Вскоре после открытия В.И.Векслером и Э.Макмилланом принципа фазовой устойчивости движения частиц в циклических ускорителях в целях развития фундаментальных исследований по ядерной физике при высоких энергиях по инициативе академика И.В.Курчатова правительством нашей страны в августе 1946 г. было принято решение создать специальную лабораторию, оснащенную мощным ускорителем. Решено было построить ее неподалеку от Москвы на берегу Волги около маленькой деревни Ново-Иваньково (впоследствии г.Дубна) близ первой гидроэлектростанции, сооруженной здесь в 1937-1938 гг. Из соображений секретности новая лаборатория, являвшаяся филиалом Московского института, руководимого Курчатовым, получила название Гидротехническая лаборатория АН СССР. В то время все объекты, занимавшиеся ядерной физикой, были строго засекречены, не было сделано исключение и для новой лаборатории. В сентябре 1948 г. ее директором был назначен М.Г.Мещеряков, а я - его заместителем. Мы оба были кандидатами физико-математических наук, имевшими опыт работы в области создания и эксплуатации циклотронов. Основой лаборатории должен был стать самый крупный в то время в мире ускоритель синхроциклотрон на энергию дейтронов 280 МэВ, α -частиц - на 560 МэВ и протонов - сначала на 460, а затем на 680 МэВ.

Строительство объекта шло высокими темпами, и в декабре 1949 г. синхроциклотрон был введен в действие. В январе 1950 г. несколько групп физиков нашей лаборатории и некоторых московских институтов развернули на нем исследования.

Осенью 1950 г. стало известно, что в нашей лаборатории будет работать прибывший в Москву из-за границы известный итальянский физик, ученик знаменитого Ферми Бруно Понтекорво. Много разных легенд ходит по свету о том, каким путем Бруно Понтекорво приехал в Советский Союз, что было причиной его отъезда из Европы в Страну Советов и т.д.

Сначала о причине. Кратко и точно сказал об этом президент итальянской Академии деи Линчей Джорджио Сальвини, выступая в Венеции в 1994 г. с докладом "Наследие Бруно Понтекорво": "Случай Бруно, настоящего научного гения, весьма драматичен, и это один из случаев, соединяющих настоящее научное видение, силу идеологии и даже милосердие в отношении человеческого рода... Собственно говоря, он убежденно верил в коммунизм как вдохновляющую и правящую в мире силу, как человек, верящий в свое религиозное "кredo". Бруно был итальянским коммунистом и, приехав в Россию, вскоре вступил в нашу коммунистическую партию. Его супруга Марианна (по происхождению шведка) на вопрос, зачем они приехали в Россию, отвечала с иностранным акцентом: "Как зачем? Дальнейше строить коммунизм". Бруно был тогда коммунистом-идеалистом, искренне верившим в силу и правильность выбранного Россией пути развития.

Теперь о том, как он приехал в Россию. Написано много жестокой неправды: на подводной лодке, на каком-то военном катере и т.д. Ничего этого не было. Старший сын Бруно Джиль, которому в момент приезда было 12 лет, рассказал мне следующее. Сначала вся семья самолетом прилетела из Рима через Стокгольм в Хельсинки. Далее на двух автомобилях до границы с Россией, затем поездом в Ленинград. В Ленинграде они на несколько дней остановились в гостинице, а затем также поездом прибыли в Москву. Это было в августе 1950 г. В Москве Бруно Понтекорво была предоставлена пятикомнатная квартира со всеми удобствами в доме на ул. Горького (ныне Тверская). Спустя три месяца, в начале ноября, вся семья прибыла в Дубну. В Дубне Бруно поселился в двухэтажном коттедже на главной улице нашего научного городка, где в таких же коттеджах жили директор лаборатории, я, главный инженер и другие руководящие сотрудники.

Бруно практически сразу начал работу в лаборатории. Дети один за другим учились в школе. Старший, Джиль, окончил физфак МГУ и с тех пор работает в нашей лаборатории. Второй сын, Тито, окончил географический факультет МГУ по специальности океанология, некоторое время работал в экспедициях, а затем резко изменил свои жизненные планы и поблизости от Дубны построил прекрасную конную ферму по выращиванию ахалтекинских скакунов. Младший сын, Антонио, окончив факультет радиоэлектронной аппаратуры Нефтяного института, работает в коммерческой фирме в Москве...

Бруно и члены его семьи не говорили по-русски, а все мы могли читать по-английски, но говорили очень плохо. Это создавало определенные трудности. Однако Бруно сразу же покори нас своим внешним обаянием и манерой держаться в обществе.

В России принято обращаться друг к другу по имени и отчеству, и нам, фактически сверстникам Бруно (мне было столько же лет, сколько и ему, а Мещеряков был старше всего на три года), было неудобно называть его только по имени. Что касается молодых сотрудников, то они считали это просто невозможным. Поэтому в первую же встречу я спросил Бруно, как звали его отца. Он ответил: "Массимо". Тогда мы договорились, что будем называть его Бруно Максимовичем. С тех далеких лет он стал известен в научных и общественных кругах России как Бруно Максимович Понтекорво.

В то время Бруно Понтекорво был достаточно широко известен в мировом научном сообществе физиков-ядерщиков как талантливый ученый. Он был участником знаменитых работ Э. Ферми 30-х годов по замедлению нейтронов. Мы знали его работы по ядерной изомерии, выполненные в группе Жолио-Кюри в Париже. Он был известен как ученый, который впервые установил, что мюон распадается на электрон, но без испускания фотона; как физик, который предложил замечательный радиохимический хлор-аргонный метод регистрации нейтрино от Солнца и атомных реакторов, а также как автор впервые высказанной им в 1947 г. гипотезы об универсальности слабого взаимодействия для электрона и мюона с нуклонами. Все это свидетельствовало о том, что у Бруно Понтекорво исключительно плодотворно

сочетался дар глубокого проникновения в сущность физических явлений с замечательными способностями тонкого экспериментатора.

Было очень ценно, что в нашем небольшом тогда научном коллективе будет работать такой талантливый и широко известный ученый. При обсуждении его научных планов на ближайшие годы Бруно высказал пожелание вести работы по исследованию взаимодействия отрицательных пионов с ядрами, рождению нейтральных пионов в нуклон-нуклонных соударениях и изучению процессов упругого рассеяния пионов на нуклонах. Очень быстро была создана группа из нескольких молодых научных сотрудников, инженеров и лаборантов, и они под его руководством занялись разработкой аппаратуры и проведением экспериментов на пучках ускорителя.

Однако круг научных интересов Бруно Понтекорво был очень широк и не ограничивался указанной программой. Он очень внимательно следил за научной литературой, в том числе по рождению новых частиц. В 1951 г., проанализировав имевшиеся результаты опытов по рождению гиперонов и тяжелых мезонов и обнаружив резкое и непонятное несоответствие между значительной вероятностью их образования и относительно большими временами жизни 10^{-9} - 10^{-10} с, он сформулировал, независимо от А. Пайса, гипотезу об ассоциативном образовании гиперонов и тяжелых мезонов в сильном взаимодействии. С целью проверки этой гипотезы группа Б.М. Понтекорво провела на нашем ускорителе специальный опыт по поиску одиночного рождения Λ -гиперонов и действительно не обнаружила их. Позднее справедливость гипотезы Понтекорво-Пайса была подтверждена в опытах на космотроне, где наблюдалось одновременное рождение Λ^0 -частиц и K^0 -мезонов, Σ^- -частиц и K^+ -мезонов в πp -взаимодействиях. На основе всех этих фактов позднее возникло понятие "странность", ставшее новым квантовым числом, разделяющим элементарные частицы на обычные и странные.

В 1956 г. в Дубне был организован Объединенный институт ядерных исследований. Я был назначен директором Лаборатории ядерных проблем этого института, базовой установкой которой являлся синхроциклотрон. Бруно руководил сектором в этой лаборатории. С тех пор наши взаимные контакты с Бруно стали более частыми и более тесными.

В 1957 г. Бруно Понтекорво выступил на семинаре с коротким докладом, в котором рассказал о возникшей у него идее о возможности превращения одного типа нейтрино в другой по аналогии с осцилляциями нейтральных каонов. Это явление может осуществляться только в случае, если нейтрино обладают отличными от нуля малыми массами. В то время идея осцилляций нейтрино была исключительно смелой и воспринималась многими как полет фантазии выдающегося физика. В настоящее время в десятках лабораторий занимаются поисками этого явления, рассматривая его как эффект, лежащий за рамками стандартной теории. Не исключено, что именно этим явлением объясняется наблюдаемый недостаток в потоке нейтрино от Солнца по сравнению с ожидаемым потоком, рассчитанным на основе стандартной модели Солнца. Наблюдение осцилляций было бы очень важным еще и потому,

что это позволило бы определить разницу в массах различных типов нейтрино. Проблема осцилляций в течение многих лет и фактически до конца жизни теоретически разрабатывалась Бруно Понтекорво совместно с С.М. Биленьким.

1959 г. ознаменовался двумя новыми замечательными идеями Бруно. Одна из них - это гипотеза о существовании мюонного нейтрино, отличного от нейтрино, испускаемых при обычном β -распаде ядер, а также предложение и расчет опыта по идентификации этого нового типа нейтрино в эксперименте на мощном ускорителе. Доклад об этом предложении Бруно сделал в 1959 г. на Рочестерской конференции в Киеве. В 1962 г. такой эксперимент был успешно выполнен на самом большом в то время ускорителе на 32 ГэВ в Брукхейвене, и его результаты (открытие мюонного нейтрино) принесли Нобелевскую премию трем американским физикам - Л. Ледерману, М. Шварцу и Дж. Штейнбергеру. Эта идея Б. Понтекорво явилась ключом, который открыл путь к широкому развитию нейтринных экспериментов на ускорителях высоких энергий.

Вторая идея Бруно 1959 г. относится к совершенно другой области знания - к астрофизике. Это гипотеза о возможности существования явления лептонного тормозного излучения (испускание пар нейтрино при соударении быстрых электронов с ядрами). Этот процесс может происходить на определенных стадиях эволюции звезд и играть существенную роль в энергетическом балансе Вселенной. Эта проблема активно обсуждалась Бруно с Я.А. Смородинским. Результатом дискуссий явилась их совместная статья "Нейтрино и плотность материи во Вселенной" (1961 г.). Следует отметить, что Б.Понтекорво систематически и очень интенсивно взаимодействовал с теоретиками. У него имеется значительное количество работ по актуальным проблемам физики частиц, написанных совместно с теоретиками В.Н. Грибовым, Л.Б. Окунем, С.С. Герштейном, С.М. Биленьким и др.

На протяжении всей своей жизни Бруно особенно вдохновенно и интенсивно работал над магистральными проблемами слабых взаимодействий. По-видимому, он был первым, кто из общих теоретических соображений рассматривал такой слабый процесс, как захват отрицательного мюона протоном, в целях извлечения из таких опытов сведений о константах слабого взаимодействия. Однако этот путь осложнен существованием различных мезоатомных и мезомолекулярных процессов, происходящих в водороде, и требовал предварительного тщательного изучения их. Поэтому Бруно избрал другой способ и в 1961-1962 гг. поставил совместно с Р.М. Суляевым и другими опыт по захвату отрицательных мюонов гелием-3, в котором, так же как и в p - μ -захвате, протон превращался в нейтрон. В качестве прибора была использована диффузионная камера, наполненная гелием-3, тщательно очищенным от трития (до 10^{-15} атомных долей). Это прибор-судья, как называл камеру Вильсона Резерфорд. Она служила одновременно и мишенью, и детектором. В этих опытах впервые была наблюдена сигнатура мюонного нейтрино в виде ядра отдачи ${}^3\text{H}$, вылетающего из точки захвата мюона гелием-3. Авторам удалось: 1) измерить скорость реакции $\Lambda(\mu + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu_\mu)$, которая оказалась равной $\Lambda = (1,41 \pm 0,14) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; результат очень хорошо согласовался с

предсказаниями теории универсального слабого взаимодействия, согласно которой $\Lambda=(1,56+0,06) \cdot 10^3 \text{с}^{-1}$ и тем самым подтверждал изначальную гипотезу Бруно о симметрии мюон - электрон в процессах слабого взаимодействия с нуклонами; 2) получить по тем временам достаточно низкий предел для массы мюонного нейтрино ($M_{\nu\mu} < 8 \text{МэВ}/\text{с}^2$).

В 1968 г. Бруно Максимович сообщил мне о своем намерении осуществить перевод на русский язык научных трудов Э.Ферми. Я горячо поддержал эту ценную идею и помог решить организационные вопросы. Благодаря энтузиазму Бруно и сотрудников лаборатории, которые с ним работали, труды Ферми были переведены и в 1971 г. изданы на русском языке в двух томах серии "Классики науки" с очень хорошей вступительной статьей и ценными комментариями, написанными Бруно.

Всех нас непрерывно восхищал высокий талант и огромные творческие способности гения - Бруно Понтекорво, его умение обнаруживать новые явления, усматривать в кажущихся совершенно различными процессах сходные черты и делать далеко идущие обобщения. В связи с этим в день 80-летия Бруно Максимовича мы, его друзья и коллеги, преподнесли ему юбилейный адрес, в котором, в частности, написали: "Вызывает всеобщее восхищение способность Бруно Понтекорво генерировать глубокие идеи в любой области физики, привлекающей его внимание, и указывать пути их реализации". Прекрасной иллюстрацией этого являются все его работы, о которых речь шла выше. Но вот еще одна последняя, неожиданная и яркая иллюстрация могучего таланта Бруно Понтекорво. Сорок лет назад, в 1956 г., буквально спустя полгода после открытия Э. Сегре и другими антипротона, он опубликовал статью, в которой указал на возможность экзотических реакций аннигиляции антипротонов, запрещенных на одном нуклоне, но разрешенных, когда антипротон аннигилирует на ядре. Реальная возможность экспериментального изучения этих процессов, получивших название реакций Понтекорво, возникла только спустя тридцать лет в связи с вводом в действие в ЦЕРНе в начале восьмидесятых годов накопителя антипротонов малых энергий - LEAR. Обнаружилось при этом, что это целое неводеланное поле на ниве ядерной физики. И теперь уже в течение нескольких лет группа ученых нашей лаборатории, возглавляемая М.Г. Сапожниковым, вместе с итальянскими и другими физиками успешно изучает новые реакции на установке OBELIX и получает результаты высокой научной значимости.

Бруно Максимович Понтекорво, проработавший в России большую часть своей жизни, является гордостью и яркой звездой итальянской, российской и мировой ядерной физики. В 1958 г. он был избран членом-корреспондентом Академии наук СССР, в 1964 г. стал академиком. За свои научные достижения и научно-организационную деятельность Бруно Понтекорво был удостоен Государственной и Ленинской премий, награжден многими орденами СССР. В течение многих лет он был профессором Московского университета, заведовал кафедрой физики элементарных частиц и воспитал целую когорту молодых ученых. Он возглавлял в академии научный совет по нейтринной физике,

являлся "папой" нейтрино в нашей стране. Все крупные проекты по физике нейтрино обсуждались на совете Б. Понтекорво. К нему приходили за советом все, кто собирался ставить опыты по физике нейтрино. Его научный авторитет и требовательность к уровню научных работ были очень высоки. Но все это сочеталось с искренней доброжелательностью и щедростью в раздаче идей.

К большому сожалению, жизнь и деятельность Бруно Понтекорво у нас в стране долгое время омрачалась тем, что он был лишен права выезжать за границу. Лишь после моих хлопот, как директора лаборатории, и нескольких настоятельных обращений руководства института и Академии наук в высшие государственные инстанции в начале 1959 г. ему было дано разрешение на выезд за рубеж, но при этом только в страны-участницы ОИЯИ. Начиная с 1959 г. он посетил Китай, Болгарию, Венгрию (по несколько раз), Восточную Германию, Чехословакию, Польшу, Румынию, Монголию.

Невозможность поехать на родину, участвовать в международных конференциях, проходивших в западных странах, США, Японии, его крайне угнетала. Бруно Понтекорво принципиально не терпел и порицал любое проявление ущемления свободы личности. Не случайно поэтому, что в период политического гонения на академика А.Д. Сахарова он категорически отказался поставить свою подпись под письмом, осуждающим идеи Сахарова о необходимости коренных изменений в государственной политике СССР, подписанным многими членами Академии наук СССР.

В Италию Бруно Максимович впервые получил разрешение поехать только в 1978 г. В это время у него уже начала проявляться болезнь Паркинсона. Начиная с 1980 г. он почти ежегодно бывал в Италии (иногда по два раза в год), где обычно проходил курсы лечения длительностью от одного до трех месяцев. Из Италии выезжал в Швейцарию и Францию. Во время пребывания в Италии Бруно Максимович смог принять участие в целом ряде международных конференций и рабочих совещаний по проблемам современной физики элементарных частиц, которые проходили в Италии, Франции, Испании и Швейцарии. Последний раз вернулся из Италии в Россию 20 июля 1993 г., а 22 августа в институте был торжественно отмечен его 80-летний юбилей. Однако с конца августа состояние здоровья Бруно Максимовича стало резко ухудшаться, и 24 сентября 1993 г. он скончался. Об этой тяжелой, горькой и невосполнимой утрате я узнал 25 сентября в Шереметьевском аэропорту, прилетев с международной конференции из Японии. Я был потрясен до глубины души этим печальным событием. В последний раз мы виделись у него дома 16 сентября, когда я зашел к нему накануне моего отъезда. Он лежал в постели, но чувствовал себя еще относительно неплохо и улыбнулся на прощанье.

Мой рабочий кабинет находился практически напротив кабинета Бруно. В течение всех 43 лет жизни Бруно в Дубне мы были друзьями. Он оказывал мне большую поддержку в моей многосложной работе на посту директора нашей лаборатории, который я занимал 32 года, начиная с 1956 г.

Трудно переоценить вклад Бруно в создание в лаборатории и институте атмосферы высокой требовательности к уровню научных работ и

доброжелательной взыскательности при обсуждении новых экспериментальных и теоретических результатов. Он оказывал большое влияние на формирование направлений исследований в нашей лаборатории, ОИЯИ в целом, в ИФВЭ, в Отделении ядерной физики Академии наук. Под его непосредственным руководством выросла в лаборатории целая плеяда талантливых физиков. Это профессора В.Г. Зинов, С.М. Коренченко, Г.В. Мицельмахер, Л.Л. Неменов, А.И. Мухин, В.А. Жуков и другие, пришедшие к нему в отдел после окончания вузов. Несмотря на тяжелейшую болезнь, до конца своей жизни Бруно Максимович сохранял ясный ум, его мозг неустанно и плодотворно работал.

В нашей лаборатории в память о Б.М. Понтекорво учреждена международная премия его имени, присуждаемая ежегодно одному ученому за особо ценную научную работу или серию работ по физике элементарных частиц. Впервые эта премия была присуждена в 1995 г. широко известному итальянскому физическому Уго Амальди за его большой вклад в физику слабых взаимодействий. Учреждены также две именные стипендии, присуждаемые ежегодно перспективным молодым ученым, работающим в лаборатории.

Для Бруно Понтекорво физика была его жизнью. Но при этом он был человеком широкой и глубокой культуры: любил театр, музыку, живопись, архитектуру. Увлекался разными видами спорта: был прекрасным теннисистом - играл красиво и изобретательно, виртуозно водил автомобиль, любил кататься на велосипеде и проделывать на нем различные трюки. Бруно обладал тонким чувством юмора. Любил шутить и показывать фокусы. Коронным его номером было балансирование тросточкой на кончике ботинка, на мизинце или на носу. Любил показывать танец кусочка шоколада в бокале с шампанским...

Во время отпусков часто отдыхал на Черном море в Крыму, в Коктебеле или Форосе, в компании ученых, знакомых художников или кинорежиссеров. Увлекался подводной охотой, часами плавая с маской в костюме "Калипсо".

Многогранность увлечений Бруно Понтекорво - научных и других - очень правдиво и талантливо изобразил Миша Биленький (сын профессора С.М. Биленького) в своем шарже, который был преподнесен Бруно в день его 75-летия.

Светлый образ Бруно Максимовича Понтекорво - гениального ученого и выдающейся личности - останется жить в сердцах многих и многих людей, которые имели счастье работать или общаться с ним. Признание своих научных заслуг и глубокое уважение к себе он заслужил навечно во всем ученом мире.



В.П. Джелепов

http://pontecorvo.jinr.ru/dzhelepov_r.html



Мария и Массимо – родители Бруно



Марианна и Бруно Понтекорво с первенцем Джилем. Париж, 1940 г.



Б. Понтекорво, В.П. Джелепов,
В. Вайскопф. Дубна, 1964 г.



Б. Понтекорво, А.Б. Мигдал, 1964 г.



Б. Понтекорво, Л.Б. Окунь,
70-е годы.



Б. Понтекорво, С.С. Герштейн на
строительстве Баксанской нейтринной
лаборатории, 1974 г.



Б. Понтекорво, Л. Ледерман. Сан-
Ремо, 1983 г



Б. Понтекорво и С. Раман. 1982 г.



Б. Понтекорво и Ю. Прокошкин,
80-е годы.



Б. Понтекорво, С.М. Биленький. Дубна,
1983 г.

ВОЗДЕЙСТВИЕ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ

В.Н. Нефедов

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

E-mail: v.nefedov@hse.ru

Совершенствование традиционных технологических процессов термообработки композиционных материалов, связано с повышением коэффициента полезного действия, увеличением производительности, снижением энергетических затрат и повышением качества выпускаемой продукции.

Современные тенденции развития технологических процессов термообработки материалов направлены на использование в качестве источника тепла, - энергии микроволнового излучения.

Использование микроволнового излучения для производства композиционных материалов позволяет улучшить эксплуатационные характеристики обрабатываемых материалов за счет объемного и равномерного характера нагрева и поднять на более высокий уровень показатели технологических процессов, характеризующихся экологической чистотой, отсутствием тепловой инерции и высоким коэффициентом полезного действия.

Основные научные исследования в области создания высокоэффективных микроволновых технологических процессов термообработки композиционных материалов направлены на уменьшение отклонения температуры в объеме материала от номинального значения температуры, так как качество эксплуатационных характеристик получаемых изделий зависит в первую очередь от степени равномерности их нагрева.

К наиболее перспективным микроволновым технологическим процессам относятся: полимеризация пластических масс, производство керамических материалов, бетонов и пенобетонов, производство теплоизоляционных материалов и многие другие.

Применение микроволновых технологий для термообработки композиционных материалов позволяют сократить продолжительность технологического процесса; снизить удельный расход электроэнергии; уменьшить площади производственных помещений; сократить численность обслуживающего персонала; улучшить санитарно-гигиенические условия труда; уменьшить размеры и вес промышленных установок; повысить управляемость технологическим процессом и создать условия для автоматизации производства [1].

Научные исследования в области применения микроволновой энергии направлены на повышение энергетической эффективности процессов термообработки изделий из керамики, стекла, минералов и полимерных материалов, а также на производство новых материалов и утилизацию отходов различных производств.

Энергетическая эффективность применения микроволнового излучения для целей термообработки композиционных материалов определяется сокращением выбросов углекислого газа в окружающую среду, снижением энергетических затрат по сравнению с другими технологиями, стоимостью микроволнового оборудования и эффективностью использования производственных площадей.

Низкое значение теплопроводности керамических материалов и необходимость объемного и равномерного их нагрева до высоких температур (вплоть до 2000°C) предполагает использование для этих целей микроволновое излучение в качестве источника тепла и является наиболее эффективным способом получения изделий высокого качества.

При использовании микроволновых технологий термообработки изделий из керамики, достигается существенный экономический эффект по сравнению с традиционно применяемыми технологиями нагрева, повышается ее прочность, а кристаллическая структура керамики становится более мелкозернистой [2].

Эффективность применения микроволновых технологий для термообработки полимерных материалов обусловлена низкой теплопроводностью и необходимостью получения равномерности нагрева по всему объему полимерного материала для реализации полноты протекания реакции полимеризации.

Оценка эффективности микроволнового технологического процесса термообработки полимерных материалов определяется малым временем нагрева и изменением микроструктуры полимерного материала, а также возможностью управления процессом нагрева полимерных материалов [3].

Степень влияния микроволнового процесса на характеристики получаемых композиционных и строительных материалов проводится по таким параметрам, как механическая прочность и температурная стойкость материалов, а также возможностью влияния на изменение микроструктуры композиционного материала с точки зрения получения заданных свойств.

На конкретных примерах показано, что микроволновые технологические процессы по сравнению с традиционными технологическими процессами оказывают существенное влияние на характеристики получаемых изделий:

- при производстве керамических материалов их структура становится более мелкозернистой и более плотной, а прочность на излом возрастает в 1,2 - 1,3 раза;

- процесс полимеризации изделий из стеклопластика происходит мгновенно по всему объему, так как отклонение температуры в материале от номинального значения не превышает 8% при нагреве материала до температуры 180°C, при этом прочность изделий из стеклопластиковой арматуры увеличивается в 1,5 раза за счет полноты реакции полимеризации;

- экспериментальные данные по технологическому процессу плавления базальта (масса и объем образца базальта, время нагрева до конечной температуры, мощность источника микроволновой энергии, частота колебаний электромагнитного поля 2450 МГц) позволили определить энергетические

затраты, приведённые к весу нагреваемого образца базальта, которые составили 0,8 кВт·час/кг. Следует отметить, что лучшие зарубежные индукционные установки плавления базальта имеют средние энергетические затраты 2,2кВт·час/кг, а электродуговые печи 7,08 кВт·час/кг [4];

- высокоэффективная сушка утеплителя в виде картона из базальтового волокна толщиной 24 мм с использованием микроволнового излучения показала, что энергетические затраты уменьшаются на 45% по сравнению с сушкой утеплителя по традиционной технологии [5];

- для ускорения процесса твердения пенобетонной смеси, её температура поднималась до $(70 \div 80)^\circ\text{C}$ при использовании в качестве источника тепла энергии микроволнового излучения, что позволило отказаться от использования дорогостоящих зарубежных добавок для ускорения твердения пенобетонов, которые приводят к ухудшению их прочностных характеристик из-за повышения кислотности;

- на основе экспериментальных исследований получены основные характеристики микроволнового технологического процесса получения дорожного покрытия на основе смеси золы и серы (отходов производств);

- использование энергии микроволнового излучения позволяет осуществить эффективное уничтожение насекомых без нанесения вреда обрабатываемому материалу. Экспериментальные исследования по обеззараживанию шерстяных одеял проведены при температуре 50°C , на частоте колебаний электромагнитного поля 2450 МГц в камере лучевого типа в течение 5 минут [6];

- экспериментальные исследования по микроволновой термообработке материалов различной влажности (древесины) показали, что максимальное отклонение значения температуры в материале от номинального значения температуры в материале не превышало 6%. Разработан метод, который позволяет формировать заданное распределение температуры в объеме материала. Показано, что структура материала, в частности, древесины, при использовании микроволновых технологий уплотняется, и прочностные характеристики материала повышаются [7].

Экспериментальные исследования термообработки композиционных материалов с использованием различных конструкций электродинамических систем на частоте колебаний электромагнитного поля 2450 МГц показали, что микроволновые технологии позволяют сократить энергетические затраты на (45-50)% и увеличить скорость технологических процессов в 7-8 раз по сравнению с современными традиционными технологическими процессами.

Показано, что микроволновые технологические процессы позволяют улучшать характеристики получаемых материалов (повышение плотности и прочности получаемых материалов и т.д.) [8].

Разработанные модели и методы расчета распределения температуры композиционных материалов показали, что максимальное отклонение температуры в материале от номинального значения температуры не превышало 8%. Расхождение рассчитанных и измеренных значений

температуры в композиционных материалах не превышало 6%, что удовлетворяет современным требованиям технологических процессов термообработки композиционных материалов.

Полученные экспериментальные результаты термообработки композиционных материалов с использованием в качестве источника тепла энергии микроволнового излучения соответствуют научным результатам мирового уровня [8].

Исследование осуществлено в рамках Программы “Научный фонд НИУ ВШЭ” в 2013-2014 гг., проект № 12-01-0136

1. А.В.Мамонтов, И.В.Назаров, В.Н.Нефедов, Т.А.Потапова. Микроволновые технологии, Москва, ГНУ “НИИ ПМТ”, 2008 г, - 308с.
2. G. Swaminathan, A.B. Datta, L.N. Satapathy, “Microwave sintering of abrasion resistant alumina liner tiles”, pg.5 of the Proceedings of the Fourth World Congress on Microwave and Radio Frequency Applications, Austin, Texas, (7 – 12 November 2004).
3. M. Mehdizadeh, “Microwave/RF methods for detection and drying of residual water in polymers”, pg.32 of the Proceedings of the Fourth World Congress on Microwave and Radio Frequency Applications, Austin, Texas, (7 – 12 November 2004).
4. А.В.Мамонтов, В.Н.Нефедов, А.Л.Тув, Д.А.Языков Исследование возможности плавления базальта с помощью СВЧ энергии // Измерительная техника, № 9, 2012, с. 49-51
5. А.В.Мамонтов, М.В.Нефедов, В.Н.Нефедов, И.М.Савченко. Термообработка листового теплоизоляционного материала с использованием микроволнового излучения // Метрология. – 2010. – № 11. – С. 38-42.
6. А.В.Мамонтов, В.Н.Нефедов. Уничтожение биологических вредителей в изделиях из шерстяных тканей методом СВЧ нагрева // Материалы международной научно-технической конференции “Инновационные информационные технологии”, Прага – 2012, изд-во МИЭМ, 2012, с. 488-491.
7. А.В.Мамонтов, И.В.Назаров, М.В.Нефедов, В.Н.Нефедов, И.М.Савченко. Микроволновый метод создания равномерного распределения температуры в объемных диэлектрических материалах // Метрология. – 2010. – № 12. – С. 36-42.
8. Отчет по НИР “Исследование высокоэффективных и экологических чистых микроволновых технологических процессов термообработки композиционных материалов строительной индустрии”, в рамках федеральной целевой программы: “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009-2013 годы, № гос.регистрации: 01201058088.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МДП-ТРАНЗИСТОРА С ИНЖЕКЦИОННО-МОДИФИЦИРОВАННЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В. Андреев¹, Г.Г. Бондаренко², В.М. Масловский³,
А.А. Столяров¹, И.В. Соловьев¹

¹ *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Калужский филиал (248600, Калуга, ул. Баженова, 2. E-mail: andreev@bmstu-kaluga.ru)*

² *Национальный исследовательский университет «Высшая школа
экономики» (101000, Москва, ул. Мясницкая, д.20; E-mail: gbondarenko@hse.ru)*

³ *ГУП Научно-производственный центр «Спурт» (124460, Зеленоград, 1-й Западный
проезд, дом 4. E-mail: acdmaslovsky@mail.ru)*

В последнее время в качестве датчиков интегральной поглощенной дозы ионизирующих излучений широко используются МДП-транзисторы [1-4]. Под действием радиационного облучения в подзатворном диэлектрике таких транзисторов накапливается положительный заряд, приводящий к смещению порогового напряжения, по величине которого и оценивается интегральная поглощенная доза [1,3]. Для повышения чувствительности и метрологических характеристик таких датчиков необходима разработка специальных транзисторов с заданным значением порогового напряжения и подзатворным диэлектриком, чувствительным к воздействию ионизирующих облучений.

В данной работе разработан специальный МДП-транзистор с инжекционно-модифицированными диэлектрическими слоями, параметры которого можно изменять после его изготовления, получая требуемые значения порогового напряжения.

Разработанный транзистор изготавливается на пластине монокристаллического кремния, имеет длину канала 2 мкм и соотношение длины канала к ширине $2 \cdot 10^4$ с толщиной подзатворного диэлектрика до 150 нм. Отличительной особенностью данного полевого прибора является то, что в качестве подзатворного диэлектрика используется многослойный диэлектрик на основе термической пленки диоксида кремния, пассивированного слоем фосфорно-силикатного стекла (ФСС), содержащего электронные ловушки [5]. Использование в качестве подзатворного диэлектрика SiO_2 -ФСС с пленкой ФСС около 20 нм, полученной диффузией фосфора в термический SiO_2 , и концентрацией фосфора от 0,5 до 2% даёт возможность с помощью сильнополевой туннельной инжекции электронов по Фаулеру-Нордгейму корректировать пороговое напряжение непосредственно на готовых приборах в диапазоне от 0,5 до 4 В. Корректировка производится за счёт накопления в объеме подзатворного диэлектрика требуемой плотности термостабильного отрицательного заряда [5-8]. Данная компонента получается в результате отжига инжекционно модифицированных МДП-транзисторов при температуре 200° С в течение 1 часа.

Для повышения метрологических характеристик изменение порогового напряжения контролируется в режиме включения транзистора, когда затвор соединен со стоком (соответствует низковольтному слаботочному стабилитрону [7]) при нескольких значениях тока стока. Инжекционный электрод, предназначенный для проведения инъекции электронов, не соединен со стоком на кристалле. Топология разработанного МДП-транзистора с инжекционным управлением пороговым напряжением со структурой Si-SiO₂-ФСС-Al показана на рисунке 1.



Рис. 1. Топология МДП-транзистора с инжекционным управлением пороговым напряжением со структурой Si-SiO₂-ФСС-Al

Данная конструкция МДП-транзистора позволила получить следующие характеристики: рабочий диапазон тока стока 5 мкА ÷ 1 мА, дифференциальное сопротивление в режиме низковольтного слаботочного стабилитрона не более 300 Ом. Пороговое напряжение разработанного транзистора может быть изменено от 0,5 до 4 В путём подлегирования канала ионами бора или фосфора до и после формирования подзатворного диэлектрика, а также сильнополевой инъекцией электронов на готовом приборе.

Для изготовления разработанного МДП-транзистора выбран технологический маршрут, максимально унифицированный с технологическим процессом изготовления ИС 564 серии. Такая унификация позволяет минимизировать временные и материальные затраты на подготовку производства, а также встраивать разработанный МДП-транзистор в качестве датчика интегральной поглощенной дозы ионизирующего облучения в изделия микросистемной техники. В качестве исходных пластин выбраны пластины КЭФ – 4,5 с кристаллографической ориентацией <100> и диаметром 100 мм.

На рис. 2 приведена структура разработанного МДП-транзистора с инжекционным управлением пороговым напряжением. Как видно из рис. 2, транзистор полностью совместим с КМДП технологией, и может быть включен

в состав единого микросистемного изделия, имеющего схему обработки сигнала, изготовленную на том же полупроводниковом кристалле по технологии КМДП ИМС 564 серии.

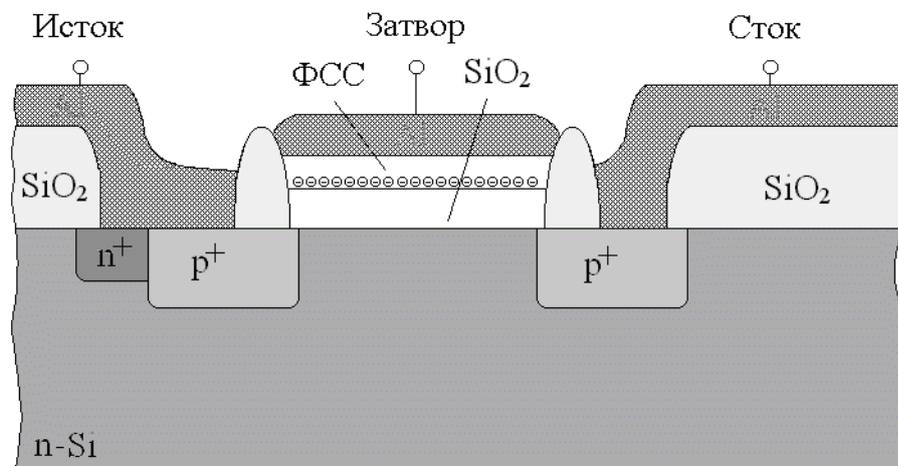


Рис. 2. Структура низковольтного управляемого источника напряжения на основе МДП-транзистора с инжекционным управлением напряжением стабилизации

Применение сильнополевой инжекции заряда в подзатворный диэлектрик МДП-транзисторов для коррекции их порогового напряжений позволяет проводить индивидуальную подгонку порогового напряжения каждого конкретного МДП-транзистора [5-7], что дает возможность делать датчики интегральной поглощенной дозы с идентичными начальными характеристиками. Ранее нами было показано [9], что термостабильная компонента инжекционно модифицированного заряда обладает хорошей радиационной стойкостью. Последующие испытания с приложением рабочих напряжений к электродам прибора и с дополнительным нагревом (до 500 часов при температуре $80 \div 100$ °С) показали стабильную работу транзисторов.

При туннельной по Фаулеру-Нордгейму инжекции электронов в подзатворный диэлектрик МДП-структуры из кремниевой подложки, выполняемой в режиме протекания постоянного инжекционного тока, изменение напряжения на структуре в процессе инжекции ΔV_{inj} , обусловленное накоплением в объеме диэлектрика отрицательного заряда, практически совпадает с изменением порогового напряжения МДП-транзистора ΔV_0 [6,7]. В случае объемного расположения отрицательного заряда в подзатворном диэлектрике электрическое поле, создаваемое этим зарядом, будет оказывать одинаковое влияние как на изменение порогового напряжения МДП-транзистора, так и на изменение напряжения на образце в процессе инжекции, поскольку оба они пропорциональны изменению потенциального барьера на границе раздела полупроводник-диэлектрик. Таким образом, изменение напряжения на образце в процессе сильнополевой инжекции электронов из подложки в подзатворный диэлектрик, проводимой в режиме протекания постоянного тока, можно использовать для контроля величины изменения порогового напряжения МДП-транзистора.

Амплитуда импульсов тока, используемых для инъекции заряда в подзатворный диэлектрик, выбирается исходя из геометрических размеров транзистора и конкретных электрофизических характеристик диэлектрической пленки, и лежит в диапазоне 10^{-7} - 10^{-4} А/см².

Однако, для МДП-транзисторов с малой площадью затвора реализация сильнополевой модификации в режиме поддержания постоянного тока может вызывать существенные затруднения, так как требуется подавать на образец ток 10^{-12} - 10^{-14} А при напряжениях до 100 В. Реализовать подачу таких токов технически достаточно сложно, особенно в производственных условиях. С точки зрения технической реализации существенно более простой является сильнополевая инъекционная модификация, проводимая в режиме постоянного напряжения. Значения постоянного напряжения выбираются из условия инъекции в подзатворный диэлектрик требуемой величины заряда электронов за заданное время. Для конкретной диэлектрической пленки, используемой в качестве подзатворного диэлектрика, режимы инъекции должны подбираться индивидуально.

На рисунке 3 показаны зависимости порогового напряжения разработанного МДП-транзистора от времени инъекции для различных значений положительного напряжения, прикладываемого к затвору. Во время инъекции подложка транзистора заземлялась. Приложение к затвору МДП-транзистора постоянного напряжения положительной полярности вызывало сильнополевую туннельную инъекцию электронов из кремниевой подложки. Измерение ВАХ на МДП-конденсаторах, изготовленных совместно с исследуемыми МДП-транзисторами, показало, что при данных напряжениях через подзатворный диэлектрик протекает инъекционный ток плотностью 10^{-6} ÷ 10^{-5} А/см².

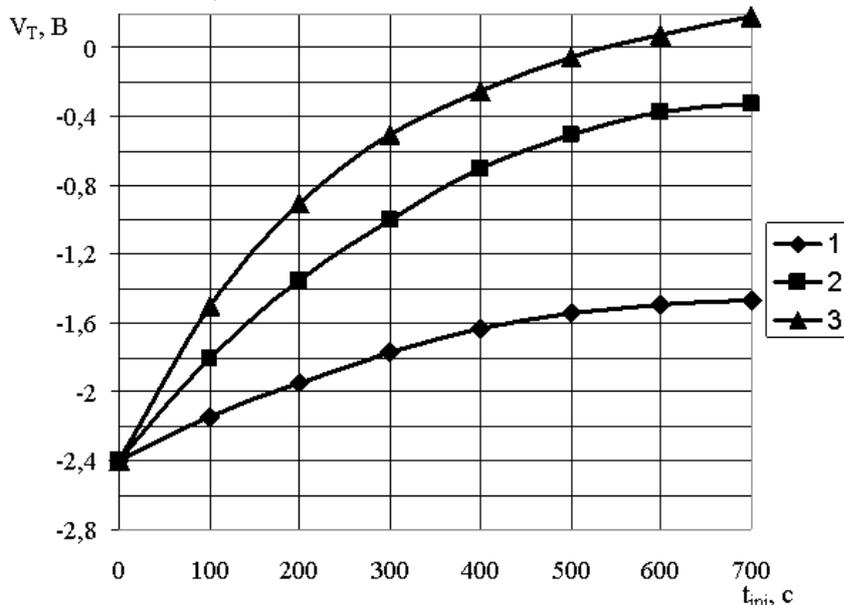


Рис. 3. Зависимости порогового напряжения МДП-транзисторов от времени инъекции для различных значений положительного напряжения прикладываемого к затвору: 1 – 70 В; 2 – 72 В; 3 – 73 В

Как видно из рисунка 3, сдвиг порогового напряжения МДП-транзисторов при инъекционной модификации имеет полевую зависимость,

возрастая с увеличением приложенного напряжения. Данный результат хорошо согласуется с ранее полученными экспериментальными данными, характеризующими накопление отрицательного заряда в подзатворных диэлектриках МДП-структур с термической пленкой SiO_2 , легированной фосфором [5-7]. Как было показано в [5], плотность отрицательного заряда пропорциональна плотности заряда инжектированных электронов и, следовательно, с повышением напряжения на затворе МДП-транзистора возрастает плотность туннельного тока и за единицу времени инжектируется больший заряд.

На рисунке 4 приведены зависимости сдвига порогового напряжения МДП-транзистора после сильнополевой туннельной инжекции электронов из кремниевой подложки (кривая 1) и последующего отжига (кривая 2) от времени инжекции. Для реализации режима сильнополевой инжекции электронов из кремниевой подложки к затвору МДП-транзистора прикладывалось положительное напряжение 73 В.

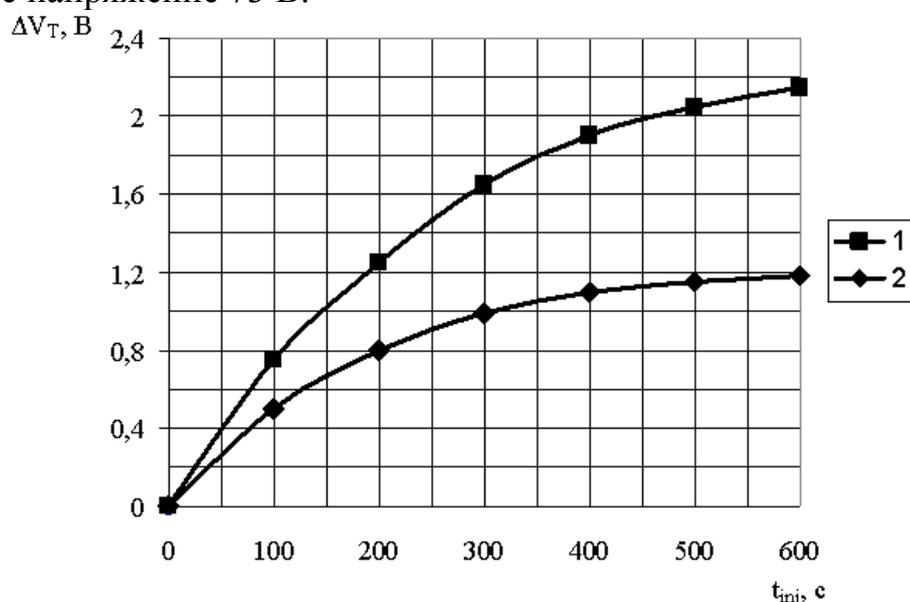


Рис. 4. Зависимости сдвига порогового напряжения МДП-транзистора после сильнополевой инжекции электронов из кремниевой подложки (кривая 1) и последующего отжига (кривая 2) от времени инжекции

Кривая 2 на рисунке 4 характеризует термостабильную компоненту отрицательного заряда, для получения которой после инжекционной модификации МДП-транзисторы отжигались при температуре 200 °С в течение 1 часа. Как видно из рисунка 4, термостабильная компонента отрицательного заряда составляет около 60 % от общей плотности заряда, накопленного в диэлектрике в процессе инжекции.

Проведена апробация разработанного МДП-транзистора при контроле интегральной поглощенной дозы ионизирующего облучения. Для исследования использовалось ионизирующее излучение гамма квантов (источник Co^{60}). Радиационная чувствительность к гамма-излучению в зависимости от параметров подзатворного диэлектрика составляла 2÷10 мВ/Гр и дозовая зависимость сдвига порогового напряжения была близка к линейной в диапазоне до 300 Гр.

При дозах гамма-облучения до 300 Гр величина термостабильного отрицательного заряда, накапливаемого в пленке ФСС и используемого для получения требуемого значения порогового напряжения МДП-транзистора, оставалась практически неизменной. Для повышения точности определения интегральной поглощенной дозы ионизирующего излучения измерение сдвига порогового напряжения МДП-транзистора необходимо проводить при нескольких значениях тока стока.

Таким образом, для использования в качестве датчика интегральной поглощенной дозы ионизирующего облучения разработан специальный МДП-транзистор на основе термической пленки диоксида кремния, пассивированной слоем фосфорно-силикатного стекла, параметры которого можно изменять после его изготовления, получая требуемые значения порогового напряжения. Корректировка порогового напряжения осуществляется за счет накопления в пленке ФСС термостабильного и радиационно-стойкого отрицательного заряда в процессе сильнополевой инжекции электронов в подзатворный диэлектрик и последующего отжига.

Работа выполнена в рамках реализации проекта министерства образования и науки РФ, а также при финансовой поддержке РФФИ и администрации Калужской области (грант № 12-02-97533).

1. Ma T. P., Dressendorfer P. V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits. New York: Wiley Interscience, 1989.
2. Asensio L.J., Carvajal M.A., Lopez-Villanueva J.A., Vilches M., Lallena A.M., Palma A.J. Evaluation of a low-cost commercial mosfet as radiation dosimeter// Sensors and Actuators A. 2006. V.125. P.288–295.
3. Перевертайло В.Л. Датчики интегральной поглощенной дозы ионизирующего излучения на основе МОП-транзисторов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2010. №5-6. С.22-29.
4. Vasovic N.D, Ristic G.S. A new microcontroller-based RADFET dosimeter reader// Radiation Measurement. 2012. V.47. P272-276.
5. Bondarenko G.G., Andreev V.V., Stolyarov A.A., Tkachenko A.L. Modification of metal-oxide-semiconductor devices by electron injection in high-fields// Vacuum. 2002. Vol. 67/3-4. P.507-511.
6. Bondarenko G.G., Andreev V.V., Maslovsky V.M., Stolyarov A.A., Drach V.E. Plasma and injection modification of gate dielectric in MOS structures// Thin solid films. 2003. V.427. P.377-380.
7. Andreev V.V., Bondarenko G.G., Stolyarov A.A., Vasyutin D.S., Mikhalkov A.M. Influence of High_Field Electron Injection Regimes on Modification of Dielectric Films of MOS Devices // Inorganic Materials: Applied Research. 2010. Vol.1. No.2. P.105–109.
8. Андреев В.В., Столяров А.А., Васютин М.С., Михальков А.М. Активный чувствительный элемент сенсора радиационных излучений на основе МДП-структур с наноразмерными диэлектрическими слоями// Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Приборостроение». 2010. С.118-127.
9. Андреев В.В., Бондаренко Г.Г., Новиков Л.С., Соловьев Г.Г., Столяров А.А., Чухраев И.В. Влияние протонного облучения на инжекционно-модифицированные структуры металл-диэлектрик-полупроводник // Труды 14 Международного совещания "Радиационная физика твёрдого тела" (под редакцией Г.Г.Бондаренко). М., НИИПМТ МИЭМ, 2004. С.231-235.

МДП - СЕНСОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ПОВЫШЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ

В.В. Андреев¹, Г.Г. Бондаренко², В.М. Масловский³,
А.А. Столяров¹, И.В. Соловьев¹

¹ *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал (248600, Калуга, ул. Баженова, 2. E-mail: andreev@bmstu-kaluga.ru)*

² *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (101000, Москва, ул. Мясницкая, д.20; E-mail: gbondarenko@hse.ru)*

³ *ГУП Научно-производственный центр «Спурт» (124460, Зеленоград, 1-й Западный проезд, дом 4. E-mail: acdmaslovsky@mail.ru)*

В настоящее время для регистрации радиационных излучений широко используются сенсоры на основе структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) [1-3]. Обычно принцип действия сенсора радиационных излучений, активным элементом которого является МДП-структура, основан на анализе ионизационных процессов, протекающих в области пространственного заряда полупроводника и/или диэлектрика. В работах [4,5] нами было предложено использовать для регистрации радиационных излучений МДП-конденсатор, находящийся в режиме сильнополевой туннельной инжекции электронов в диэлектрик. Режим сильнополевой инжекции увеличивает эффективность ионизационных процессов, протекающих в диэлектрической пленке [4], однако необходимость поддержания инжекционного режима существенно уменьшает ресурс работы таких сенсоров и накладывает серьезные требования к качеству подзатворного диэлектрика МДП-конденсатора.

В данной работе разработана методика контроля ионизирующих излучений сенсорами на основе МДП-структур, находящихся в режиме заряда и разряда емкости постоянным фиксированным уровнем тока в неинжекционном режиме.

Суть предложенного метода заключается в использовании для регистрации радиационных излучений МДП-конденсатора, находящегося в режиме заряда и разряда емкости МДП-структуры постоянным током. Напряжение, до которого заряжается МДП-структура, должно быть ниже напряжений, при которых начинается инжекция заряда в подзатворный диэлектрик. На рис. 1 показаны временные зависимости напряжения на МДП-структуре (а), находящейся в режиме заряда и разряда емкости постоянным током (б) амплитудой I_0 , при отсутствии облучения (кривая 1) и при облучении (кривая 2). Уравнение нейтральности заряда для МДП-структуры, находящейся в режиме заряда и разряда емкости постоянным током амплитудой I_0 в условиях радиационного излучения с неизменной интенсивностью и спектром можно записать в следующем виде [6]:

$$Q_0 = Q_c + Q_{\text{ion}} \quad (1)$$

где $Q_c = V \cdot C$ – заряд на обкладках МДП-конденсатора емкостью C , заряженного до напряжения V ; $Q_{\text{ion}} = I_{\text{ion}} \cdot t$ – заряд, возникающий в

подзатворном диэлектрике в результате действия ионизирующего облучения при величине ионизационного тока I_{ion} за время t ; $Q_0 = I_0 \cdot t$.

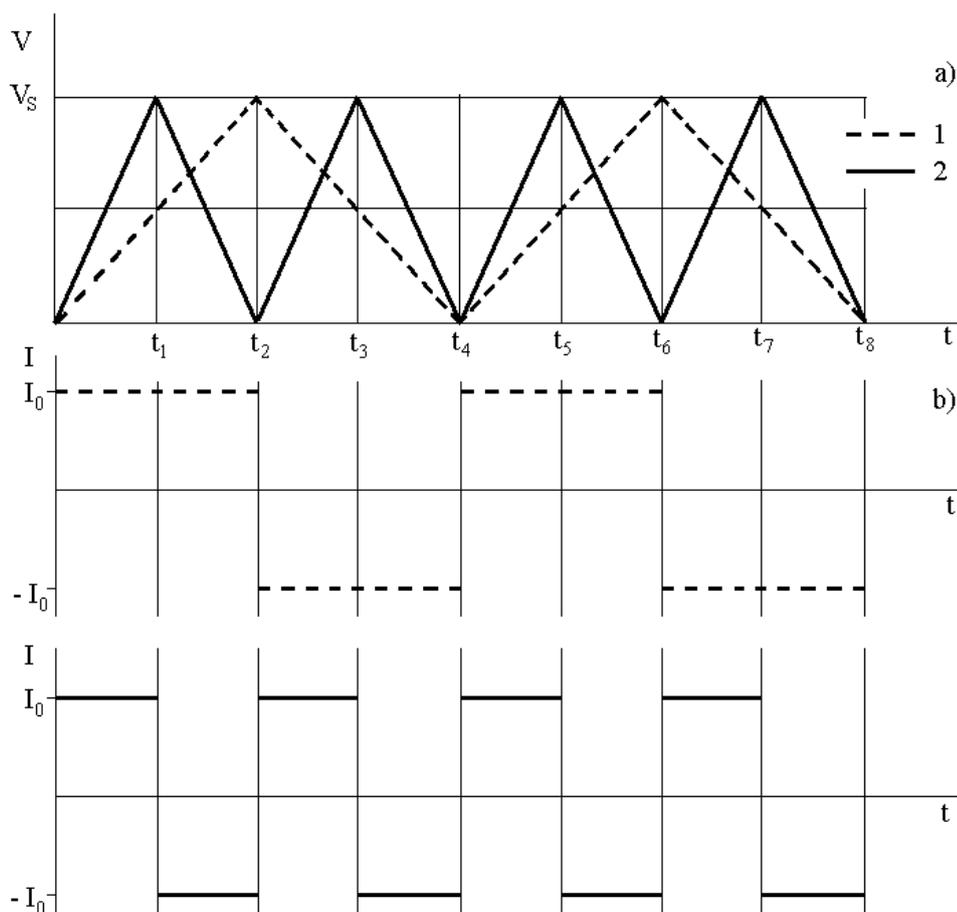


Рис. 1. Временные зависимости напряжения на МДП-структуре (а), находящейся в режиме заряда и разряда емкости постоянным током (б) амплитудой I_0 , при отсутствии облучения (1) и при облучении (2), вызывающем ионизационный ток плотностью $I_{\text{ion}} = I_0$

Как видно из рисунка 1 при воздействии ионизирующего облучения изменяется время заряда и разряда емкости МДП-структуры. Кривая 2 показывает, как изменяется временная зависимость напряжения на МДП-структуре при воздействии ионизирующего облучения, вызывающего образование в подзатворном диэлектрике ионизационного тока амплитудой I_{ion} . При $I_{\text{ion}} = I_0$ согласно уравнению (1) время заряда и разряда емкости МДП-структуры уменьшается в два раза. Для реализации алгоритма, приведенного на рис. 1, МДП-структура заряжается до напряжения V_S и разряжается до нуля постоянным током амплитудой I_0 , а величина ионизационного тока контролируется по изменению временной зависимости напряжения, падающего на МДП-конденсаторе.

Амплитуда импульса тока, прикладываемого к образцу, выбиралась исходя из условия получения необходимой чувствительности МДП-сенсора к радиационному излучению. На рис. 2 показаны временные зависимости напряжения на МДП-структуре, находящейся в режиме заряда и разряда

емкости постоянным током плотностью I_0 , при отсутствии облучения (1) и при облучении (2,3,4), вызывающим ионизационный ток различной амплитуды.

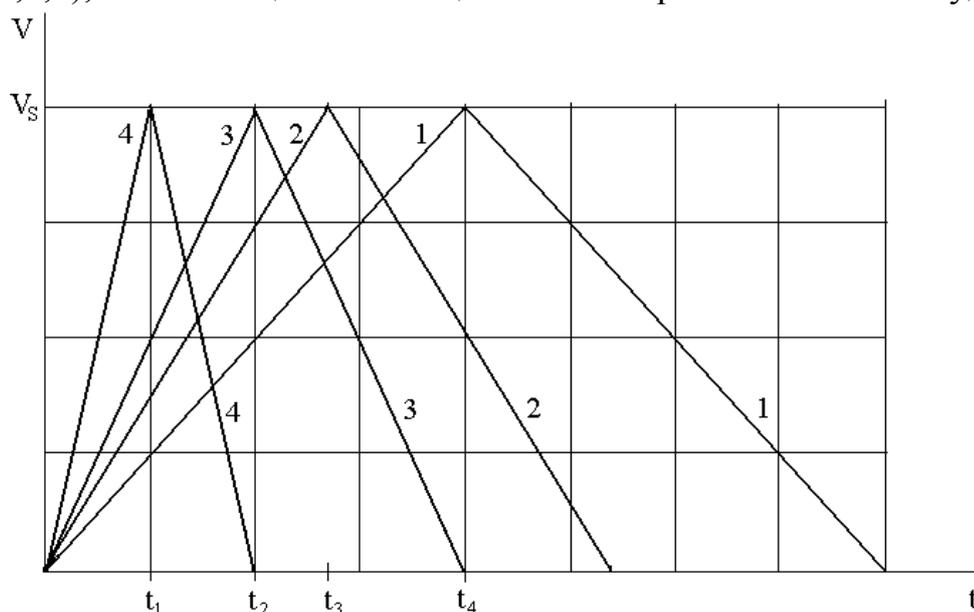


Рис. 2. Временные зависимости напряжения на МДП-структуре, находящейся в режиме заряда и разряда емкости постоянным током плотностью I_0 , при отсутствии облучения (1) и при облучении (2,3,4), вызывающим ионизационный ток амплитудой: $2 - I_{ion} = 0,5 \cdot I_0$; $3 - I_{ion} = I_0$; $4 - I_{ion} = 3 \cdot I_0$

Для повышения метрологических характеристик метода желательно, чтобы амплитуда ионизационного тока не отличалась от тока заряда и разряда емкости более чем на порядок. С этой целью контроль ионизирующего облучения необходимо проводить при нескольких фиксированных значениях I_0 . Для повышения чувствительности сенсоров радиационных излучений на основе МДП-структур необходимо увеличивать толщину подзатворного диэлектрика. Согласно экспериментальным данным, приведенным в [1,7], величина ионизационного тока почти линейно возрастает с увеличением толщины диэлектрической пленки. Однако с повышением толщины подзатворного диэлектрика уменьшается емкость МДП-сенсора, что сокращает время ее заряда и разряда и как следствие затрудняет проведение измерений при больших значениях амплитуды I_0 . Для устранения этого недостатка при изготовлении МДП-сенсоров предлагается увеличивать их площадь или использовать многослойные диэлектрические пленки.

В многослойных подзатворных диэлектриках нижний тонкий слой необходимо формировать на основе термической пленки диоксида кремния, что обеспечивает получение хороших электрофизических характеристик, а в качестве верхнего толстого слоя использовать диэлектрическую пленку с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k). На рис. 3 приведены временные зависимости напряжения на МДП-структуре, находящейся в режиме заряда и разряда емкости постоянным током плотностью I_0 , для образцов с различным материалом подзатворного диэлектрика. Как видно из рис. 3, использование оксида гафния для изготовления подзатворного диэлектрика

позволяет увеличить время заряда и разряда емкости МДП-структуры по сравнению с пленкой SiO_2 почти в 6 раз.

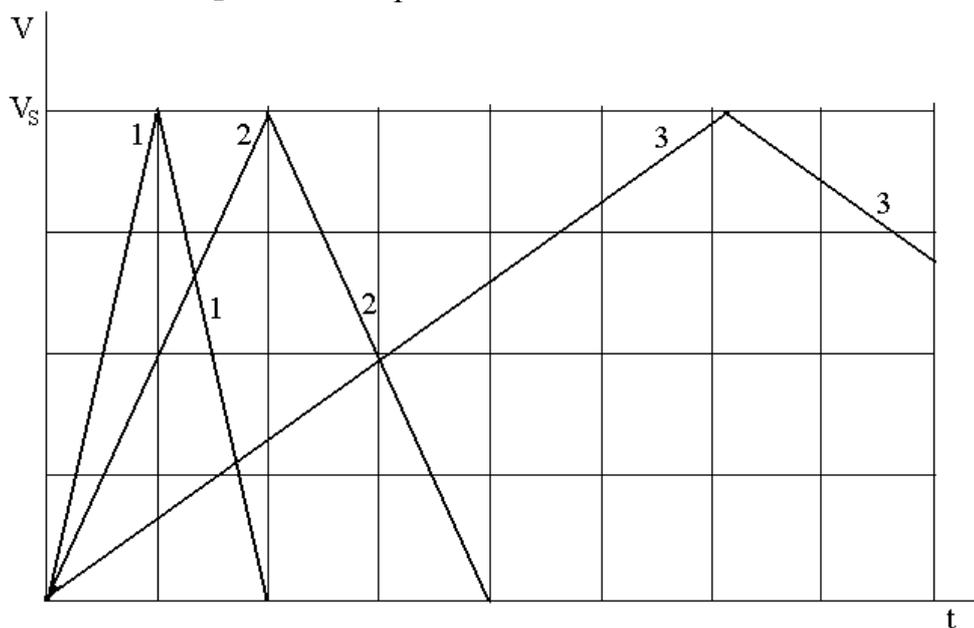


Рис. 3. Временные зависимости напряжения на МДП-структуре, находящейся в режиме заряда и разряда емкости постоянным током плотностью I_0 , для образцов с различным материалом подзатворного диэлектрика: 1 – SiO_2 ; 2 – Si_3N_4 ; 3 – HfO_2

Таким образом, в работе предложен метод контроля ионизирующих излучений сенсорами на основе МДП-структур, находящихся в режиме заряда и разряда емкости постоянным фиксированным уровнем тока в неинжекционном режиме. Величина ионизационного тока определяется из анализа временной зависимости напряжения на структуре в режиме заряда и разряда ее емкости. Для повышения метрологических характеристик метода контроль ионизирующего облучения необходимо проводить при нескольких фиксированных значениях тока заряда и разряда емкости МДП-структуры, при этом наилучшие результаты получаются, когда ток заряда и разряда близок по значению к току ионизации.

Работа выполнена в рамках реализации проекта министерства образования и науки РФ, а также при финансовой поддержке РФФИ и администрации Калужской области (грант № 12-02-97533).

1. Ma T. P., Dressendorfer P. V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits. New York: Wiley Interscience, 1989.
2. Asensio L.J., Carvajal M.A., Lopez-Villanueva J.A., Vilches M., Lallena A.M., Palma A.J. Evaluation of a low-cost commercial mosfet as radiation dosimeter// Sensors and Actuators A. 2006. V.125. P.288–295.
3. Перевертайло В.Л. Датчики интегральной поглощенной дозы ионизирующего излучения на основе МОП-транзисторов// Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2010. №5-6. С.22-29.
4. Андреев В.В., Столяров А.А., Васютин М.С., Михальков А.М. Активный чувствительный элемент сенсора радиационных излучений на основе МДП-структур с

наноразмерными диэлектрическими слоями// Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Приборостроение». 2010. С.118-127.

5. Андреев Д.В., Бондаренко Г.Г., Столяров А.А., Васютин М.С. Исследование ионизирующих излучений сенсорами на основе МДП-структур // Труды XXI Международной конференции "Радиационная физика твёрдого тела" (под редакцией Г.Г.Бондаренко). М., НИИПМТ МИЭМ, 2011. С.421-426.

6. Андреев Д.В., Бондаренко Г.Г., Столяров А.А., Васютин Д.С., Михальков А.М. Моделирование воздействия ионизирующих излучений на МДП-структуры в режиме сильнополевой инжекции// Труды XX Международной конференции "Радиационная физика твёрдого тела" (под редакцией Г.Г.Бондаренко). М., НИИПМТ МИЭМ, Москва. 2010. С.240-247.

7. Vasovic N.D, Ristic G.S. A new microcontroller-based RADFET dosimeter reader// Radiation Measurement. 2012. V.47. P272-276.

РЕЗОНАНСНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ И ПОЗИТРОННЫХ СГУСТКОВ С КОМПЕНСАЦИЕЙ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ

В.И. Канавец¹, Ю.Д. Мозговой², С.А. Хриткин²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова

²Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

E-mail: y.mozgovoy@hse.ru, s.khritkin@hse.ru

Введение. В основе работы лежит предположение о возможности создания квантового плазмоида путем реализации принципа тождественности при зарядовом сопряжении групп электронов и позитронов с равным числом частиц. В результате возникает нелинейное обменное взаимодействие частиц, которое приводит к резонансной самоорганизации электронно-позитронной квантовой активной среды, возникающей в результате импульсных процессов. Частицы переходят в единое высокотемпературное метастабильное макроскопическое квантовое состояние с большим временем жизни и свойствами сверхтекучести или сверхпроводимости [1].

Рассматриваются коллективные процессы на резонансной частоте, соответствующей реализации длительно живущего макроскопического квантового состояния с одновременно измеряемыми медленно меняющимися амплитудой и фазой. В случае поля Дирака такая частота определяется энергией аннигиляции пар электрон – позитрон. Эта энергия равняется энергии суммы масс покоя электрона и позитрона ($2 \times 0,511$ МэВ).

Электронно-позитронное вещество имеет сверхбольшую удельную (на единицу массы) запасенную энергию – 1,02 МэВ на пару электрон-позитрон. Одиночные пары служат квантами поля Дирака. Двойные пары являются бозонами и могут длительно находиться в высокотемпературном макроскопическом квантовом состоянии, представляя собой единое целое – конденсат типа сверхжидкости [1-7].

Нелинейный резонансный обмен изучается с помощью волновой модели коллективных физических процессов в пространственно-ограниченной электронно-позитронной среде, основанной на учете связи электронных и позитронных волновых функций. Время жизни плазмоида в возбужденном состоянии достигает максимума при сдвиге фаз электронных и позитронных стоячих волн, соответствующем чередованию знака сгустков заряда. В компенсированных по кулоновскому полю квантовых макроплазмоидах частицы делокализованы в соответствии с низкочастотным резонансом, частота которого определяется длиной волны де Бройля. Компенсированное макроскопическое квантовое состояние представляет собой особую квантовую электронно-позитронную среду, образованную частицами вещества (электронами и позитронами) и полем виртуальных фотонов. В этой среде при достижении предельного значения плотности энергии возникают развивающиеся во времени неустойчивости типа пиков и воронок.

В работе представлены результаты моделирования процессов в сверхплазмоиде и обсуждаются предложения по экспериментальной реализации данных теории. В основе первого этапа моделирования лежит предположение, что в квантовой области, как и в мощных СВЧ приборах и устройствах [2-4], коллективное нелинейное кулоновское взаимодействие частиц, за время близкое к $1/4$ периода плазменных колебаний, оптимизирует процесс группирования.

Нелинейные процессы приводят к компенсации кулоновского поля и появлению макроплазмоидов с равными симметричными волновыми функциями частиц. Характер протекающих процессов зависит от величины параметра пространственного заряда. При оптимальном значении параметра пространственного заряда возникает нелинейный обменный процесс, продолжающийся примерно половину периода обменных колебаний. В процессе взаимодействия возникают дополнительные области зарядов противоположного знака, происходит синхронизация колебаний в активной области. В системе быстро нарастает общее поле центрально-симметричных S-волн. Действие этого поля приводит к быстрой компенсации кулоновского поля, потенциал кулоновского поля стремится к нулю во всей области взаимодействия.

В СВЧ-электронике потоки электронов обычно рассматриваются при учете коллективного взаимодействия при пренебрежении столкновениями. В этом же приближении будем рассматривать потоки электронов и позитронов и процессы взаимодействия в плазмоиде. Процессы описываются с помощью одночастичных волновых функций электронов Ψ_e и позитронов Ψ_p . В состояниях, близких к основному, амплитуды функций медленно меняются в пространстве и времени, что удобно для вычислительного моделирования. Ниже предлагается использовать потоки частиц для получения различных электронно-позитронных образований, позволяющих рассмотреть физику квантовых плазмоидов с увеличенным временем жизни. Основное внимание

уделяется возможности создания плазмоида в одном основном квантовом состоянии с большим временем жизни.

Две группы частиц. Учет особенностей моделирования. Следуя теории экстремальных процессов [1,5-8], в ряде случаев разделение микро- и макропроцессов в квантовых средах можно представить себе с помощью модели, основанной на введении объемно центрированных сеток типа кристаллов с микроскопически малыми и макроскопически большими ячейками. Размеры малых ячеек определяются радиусом сферы r_0 , занятой частицей. Размеры макроскопически больших ячеек определяются радиусом действия сил R_0 . Величины зарядов в мелких ячейках электронной и позитронной сеток не меняются в пределах макроскопической ячейки, знаки зарядов чередуются в пространстве. Усредненный заряд равен нулю при условии макроскопической компенсации кулоновского поля. Микроскопическое изменение поля сохраняет запасенную энергию, выделяющуюся при аннигиляции.

В компенсированных по кулоновскому полю квантовых макроплазмоидах частицы делокализованы в соответствии с низкочастотным резонансом, частота которого определяется длиной волны де Бройля. Компенсированное макроскопическое квантовое состояние представляет собой особую квантовую электронно-позитронную среду, образованную частицами вещества (электронами и позитронами) и полем виртуальных фотонов.

В квантовой теории плазмы при большом числе частиц волны де Бройля трансформируются в волны плотности заряда. Для получения возбужденных упорядоченных состояний плазмоида в виде стоячих волн желательно иметь в начальные моменты времени и на границах чередующиеся сгустки электронов и позитронов, расположенные в определенном порядке. Нужный порядок можно получить с помощью определенного расположения электронных, ионных и позитронных пучков. Только при специальном замедлении заряженных частиц и использовании сходящейся оптики можно поднять плотность частиц до величины порядка $n = 10^{19} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Эта плотность соответствует плотности частиц в полупроводниках и достаточно рыхлом твердом теле. Введение в теорию макроскопических одночастичных волновых функций электронов Ψ_e и позитронов Ψ_p дает возможность рассмотрения нестабильных капель электронных и позитронных заряженных жидкостей с плотностями зарядов $\rho_e = -|e| |\Psi_e|^2$, $\rho_p = |e| |\Psi_p|^2$.

Согласно принципу тождественности, плазмоиды описываются симметричными координатными волновыми функциями (S-волнами) при нулевом общем спине, что позволяет решать уравнение Шредингера [1,4-7]. В конце жизни электронно-позитронных объектов происходит быстрая аннигиляция многих пар частиц разного знака с выделением энергии 1,02 МэВ на пару.

Определим радиус кулоновских сил R_0 в трехмерном приближении как радиус равномерно заряженного шара, а в двумерном приближении как радиус действия кулоновских сил заряженного цилиндра или диска. Проведены

расчеты взаимодействия двух групп заряда для трех размеров области $a=5, 10, 15 \text{ \AA}$ по оси x . Они подчеркивают особенности трех частей общего резонансного механизма: в случае малых размеров области взаимодействия реализуется двухчастичный обменный механизм перетекания заряда с образованием дополнительных областей, связанными с отражениями от границ; при относительно больших размерах области взаимодействия наблюдается процесс самоорганизации с компенсацией кулоновского поля и образованием макроплазмоида.

Слабонелинейные обменные процессы. Для наглядности сначала проведены расчеты при $a=5$. В начальный момент времени $T=0$ (до включения взаимодействия) центры областей заряда разделены. Известно, что при малых сигналах существуют нелинейные обменные колебания, обусловленные интерференцией волновых функций. Оказалось, что при малой нелинейности обменные колебания дополняются нелинейным резонансным эффектом, связанным с периодическим появлением четко выраженных дополнительных областей заряда противоположного знака.

Для получения резонансного эффекта достаточно выбрать среднее расстояние между центрами частиц, близкое к радиусу действия кулоновских сил. Рассматриваются результаты расчета для уменьшенного размера области расчетов по оси x ($a=5$). Распределение заряда дается линиями уровней потенциала $\Phi(x, y)$. В начальные моменты времени кулоновский потенциал характеризуется наличием узкой щели между двумя областями заряда при $y=2,5$. С течением времени новые области кулоновского поля расширяются, и при больших значениях времени снова возникает узкая щель между областями. Волновые поля Ψ^+ и Ψ^- изменяются, их центры перемещаются и возникает общий центр $x=2,5$.

Расчеты для $a=10$ относятся к меньшему влиянию стенок. В начальный момент времени заряды расположены симметрично относительно центральной координаты. При новых значениях параметров влияние отражений наблюдается в большие моменты времени, что позволяет изучать нелинейные эффекты.

Увеличение размеров области взаимодействия способствует изменению картинки центральной части волновых функций, которая все более приобретает характерный вид концентрических колец симметричной моды [1].

Компенсация кулоновского поля зарядов. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты численного моделирования резонансного обменного взаимодействия сгустков электронов и позитронов в различные моменты времени. В начальные моменты времени взаимодействие характеризуется обменным механизмом, с характерными распределениями волновых функций (рис. 1а) и распределением потенциала (рис. 1б). При оптимальном выборе параметров системы, как следует из рис. 1, наблюдается компенсация кулоновского поля с образованием макроскопического квантового плазмоида.

Физические процессы приводят к упрощению картины кулоновского поля $\Phi(x, y)$ в центральной области. Кулоновское поле становится аналогичным полю двух частиц, а волновые поля (Ψ^+ и Ψ^-) характеризуются наличием

общего центра. Также происходит дальнейшее увеличение размеров областей кулоновского поля. Расстояние между центрами областей уменьшается.

В центральной части области взаимодействия потенциал кулоновского поля близок к нулю. Поле центральной системы концентрических колец является волновым полем макроплазмоида, находящегося на стадии установления. Для центральной области характерно равенство волновых функций электронов и позитронов, что необходимо для получения одномодового процесса, ведущего к установлению макроскопического квантового состояния. Дальнейшее взаимодействие сгущений электронов и позитронов приводит к компенсации кулоновского поля и на периферийных участках области взаимодействия (рис. 1а). В результате получаем скомпенсированный по заряду макроплазмод. При этом одночастичные макроскопические волновые функции электронов и позитронов полностью совпадают (рис. 1б).

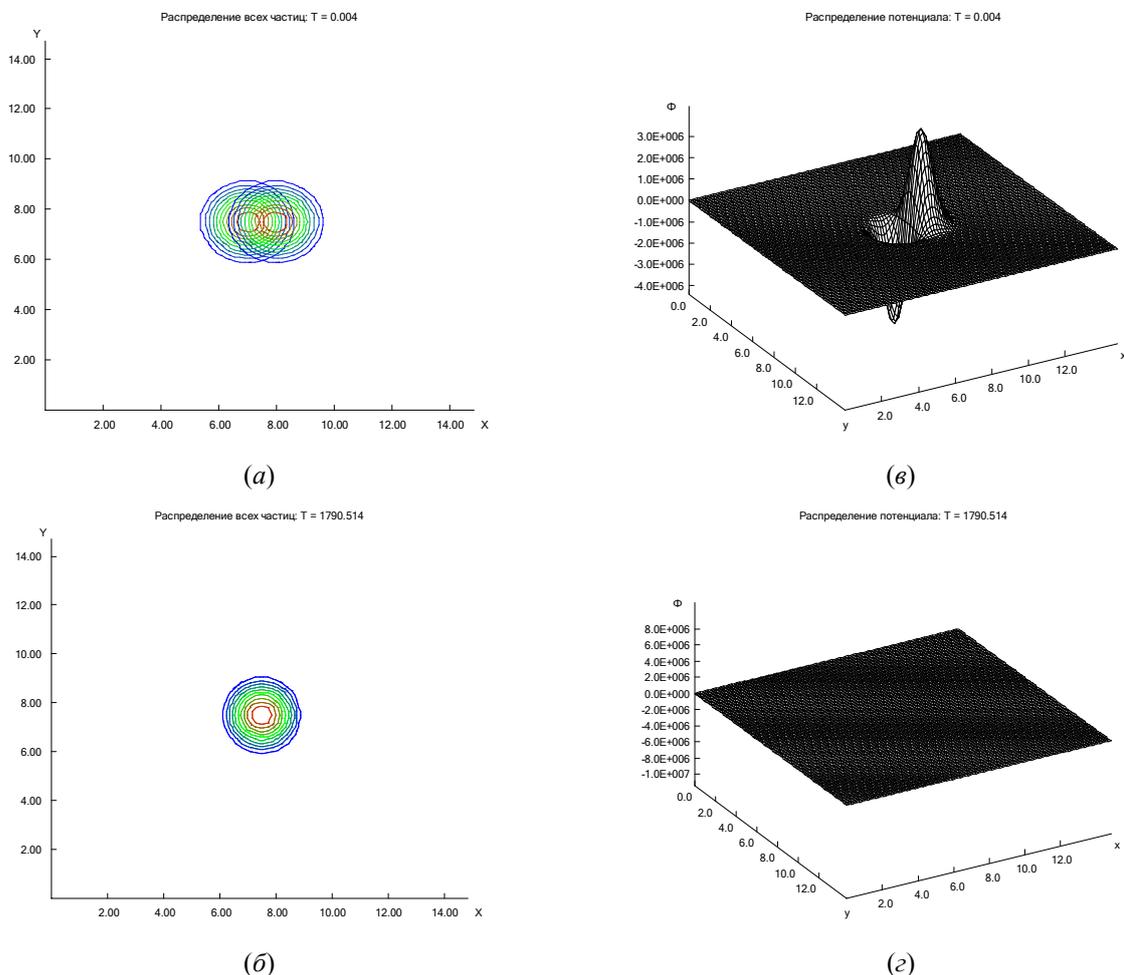


Рис. 1. Картина уровней амплитуд волновых функций электронов $|\Psi_e|$ и позитронов $|\Psi_p|$ (а, б) и профили распределения потенциала (в, г) в различные моменты времени

Заключение. Проведено моделирование резонансных обменных процессов в электронно-позитронном веществе с использованием одночастичных волновых функций электронов и позитронов макроскопической квантовой теории. Показано, что при оптимальном пространственном заряде

наблюдается нелинейный резонансный обменный процесс, приводящий к компенсации кулоновского поля.

1. В.И. Канавец. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: «Педагогическое общество России». 2009.
2. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 6. С. 753-757.
3. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 3. С. 357-363.
4. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 4. С. 500-505.
5. V.I. Kanavets, Yu.D. Mozgovoï, S.A. Khritkin. Feasibility of Quantum Analogues of Classical Microwave Devices on Longitudinal Interaction // 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2013). Paris, France. 2013.
6. V.I. Kanavets, Yu.D. Mozgovoï, S.A. Khritkin. Resonance Effects in the Quantum Exchange Interaction of Electron and Positron Beams // 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2013). Paris, France. 2013.
7. V.I. Kanavets, Yu.D. Mozgovoï, S.A. Khritkin. Self-Organization of the Electron-Positron Medium // 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2013). Paris, France. 2013.6.
8. В.Е. Фортов. Экстремальные состояния вещества на земле и в космосе. М.: Наука. 2008.

ОХЛАЖДАЕМАЯ МИШЕНЬ ДЛЯ СБОРА ЛИТИЯ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ ТОКАМАКА Т11-М

М.Ю. Жарков^{1,2}, А.В. Вертков¹, И.Е. Люблинский¹

¹ ОАО «Красная звезда»; ² МИЭМ НИУ ВШЭ

E-mail: MG-dist@yandex.ru

1. Введение

Для энергетических термоядерных реакторов не нашедшей решение проблемой является создание стационарно работающих энергонагруженных внутрикамерных элементов. Одним таким элементом является лимитер. Его основное назначение - защита стенок вакуумной камеры от воздействия высокотемпературной плазмы. Существующие материалы для внутрикамерных энергонагруженных элементов токамака, прежде всего вольфрам, бериллий, графит, имеют недостатки, среди которых растрескивание, распыление, оплавление, высокое зарядовое число и др.

Уникальные свойства лития, являются основой возможности его использования как элемента, контактирующего с плазмой токамака, кондиционирующего плазму, а также в качестве тритийвоспроизводящего материала и теплоносителя blankets термоядерного реактора. Ранее свойства лития изучались для использования в качестве эффективного теплоносителя ядерных энергетических установок [1].

Способность жидкого лития смачивать контактирующие с ним материалы, проникать в поры и трещины зависит от смачиваемости этих материалов

литием и его поверхностного натяжения. Для лития в интервале температур 200 - 1300°C величина поверхностного натяжения определялась экспериментально.

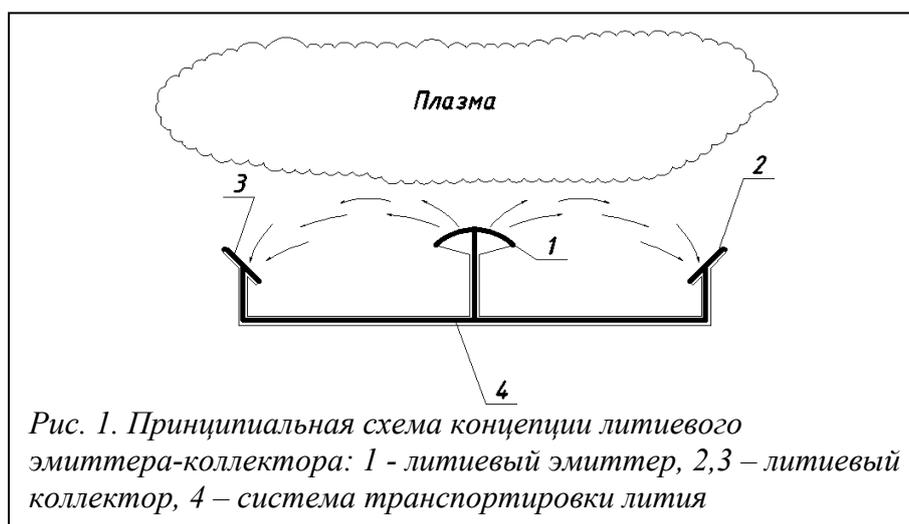
Сравнивая величину поверхностного натяжения (в мН/м), при температуре плавления: для лития – 406, натрия – 200, калия – 112, рубидия – 87 и цезия – 71, можно видеть, что литий имеет максимальное значение этой характеристики [2]. Это в сочетании с низкой плотностью и определяет уникальные капиллярные свойства лития.

Высокое значение поверхностного натяжения лития обуславливает высокое капиллярное давление, которое может создаваться в литиевых капиллярных структурах.

2. Концепция литиевого эмиттера-коллектора

Основной принцип работы литиевого устройства на основе капиллярно-пористой системы (КПС) заключается в том, что над поверхностью устройства образуется плазменный слой лития и его естественных примесей, поглощающий энергию приходящего потока плазмы. Однако, несмотря на хорошую совместимость лития с термоядерной плазмой, удаление лития из вакуумной камеры токамака – одно из важнейших технологических требований.

Исходя из этого, была разработана концепция литиевого эмиттера-коллектора, которая предполагала наличие литиевого эмиттера, расположенного в горячей области контакта горячей плазмы с лимитером, и литиевого коллектора, расположенного преимущественно в более холодной области, но в то же время в области, где собирается эмитированный литий. Эмиттер и коллектор должны быть соединены системой транспортировки лития для поддержания циркуляции лития в такой системе (рис. 1).



3. Охлаждаемая мишень

В результате экспериментов с лимитером вертикального исполнения было показано, что несмотря на высокую эффективность захвата лития, некоторая его часть оседает на стенках вакуумной камеры токамака [3]. Для планируемого квазистационарного или стационарного токамака-реактора данные показатели не являются удовлетворительными, так как накопление лития может привести к

охлаждению плазмы и созданию аварийной обстановки.

В целях эффективного сбора лития в камере токамака Т-11М при развитии решений по созданию полностью замкнутой циркуляционной системы была разработана охлаждаемая мишень. Данное устройство предназначено для «вымораживания» на своей поверхности лития в ходе автономных стационарных испытаний в условиях стационарной гелиевой плазмы тлеющего разряда без нарушения вакуума [4].

В основе работы охлаждаемой мишени лежит температурная зависимость коэффициента распыления материала поверхности, экспонированного в плазме тлеющего разряда. Задаваемая разница температуры внутренней поверхности вакуумной камеры токамака и приемной поверхности коллектора обеспечивает эффективный перенос распыляемого материала с поверхности вакуумной

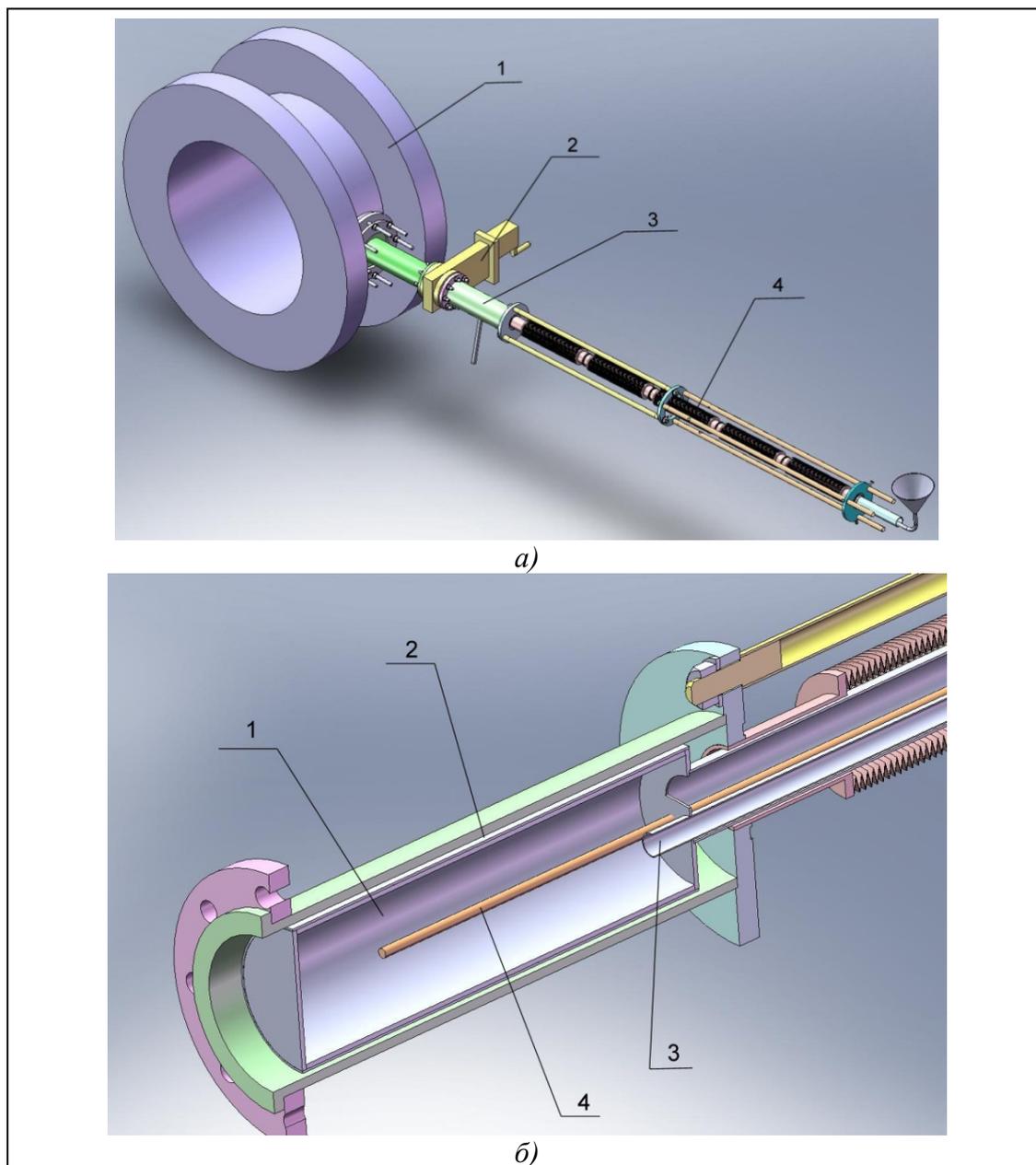


Рис. 2. Охлаждаемая мишень: а – общий вид, б – устройство. На рис 2а: 1 – вакуумная камера токамака Т-11М, 2 – шибер, 3 – шлюз, 4 – транспортный механизм. На рис. 2б: 1 – опорная трубка, 2 – собирающий кожух, 3 – заливная трубка, 4 – термопара

камеры на коллектор.

Разработанная мишень показана на рис. 2а. Рассмотрим конструкцию приёмного элемента мишени (рис. 2б). Он представляет собой трубчатую конструкцию (1) диаметром 58 мм и длиной 200 мм, на внешней поверхности которой устанавливается сменный собирающий кожух (2). Сменный кожух изготавливается из пористого металлического материала. Температура приемной поверхности мишени, равная температуре кипения жидкого азота, обеспечивается путем подачи жидкого азота во внутреннюю полость трубчатой конструкции мишени (1). Подача осуществляется через заливную трубку (3). Испарившийся газообразный азот отводится из внутренней полости в атмосферу. Контроль температуры приемной поверхности криомишени производится термопарой, введенной во внутреннюю полость. Вид установленной мишени на токамак Т-11М показан на рис. 3.



Рис. 3. Установленная на токамак охлаждаемая мишень.

5. Результаты первых экспериментов на токамаке Т11-М с охлаждаемой мишенью.

Первые опыты показали, что мишень эффективно собирает литий в условиях проведения экспериментов с литиевыми лимитерами на токамаке Т-11М. Было установлено, что эффективность описанного метода сбора лития выше эффективности применяемого (без использования мишени). При использовании обычного метода стадия сбора занимает примерно 1 месяц непрерывной работы, в то время как применение охлаждаемой мишени сокращает процесс приблизительно до 4 часов [5].

1. Материаловедение жидкометаллических систем термоядерных реакторов / Г.М.Грязнов, В.А.Евтихин, И.Е.Люблинский и др. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Жидкометаллические теплоносители / В.М.Боришанский, С.С.Кутателадзе, И.И.Новиков, О.С.Федынский М.: Атомиздат. 1976.
3. Mirnov S.V., et al.,2011 "Li experiments on T-11M and T-10 in support of steady-state

- tokamak concept with Li closed loop circulation” Nucl. Fusion 51 073044
4. Люблинский И.Е., Вертков А.В., Жарков М.Ю., Мирнов С.В., Лазарев В.Б., Костина А.Н. – В сб.: Тезисы докладов XVI конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». – М.: НИЯУ МИФИ, 2013 г., с. 31-34.
 5. Мирнов С.В., Лазарев В.Б., Джигайло Н.Т., Нестеренко В.М., Киселёв М.В., Кравчук С.И., Джурик С.П., Петров Ю.П., Костина А.Н., Люблинский И.Е., Вертков А.В. – В сб.: Тезисы докладов XVI конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». – М.: НИЯУ МИФИ, 2013 г., с. 11-18.

ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ НАПЫЛЕНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ ПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК $\text{SnO}_2:\text{Sb}$

Л.С. Паршина¹, О.А. Новодворский¹, О.Д. Храмова¹, И.А. Петухов²,
Д.А. Зуев¹, А.А. Лотин¹, Ф.В. Лебедев¹

¹ *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
г.Шатура, 140700 Россия;* ² *Московский государственный университет им М.В. Ломоносова,
химический факультет, Москва, 119991 Ленинские горы 1/3, Россия;*
e-mail: <mailto:felix@org.chem.msu.su> ParshinaLiubov@mail.ru

Разработка новых оптоэлектронных приборов, широкое использование, легких и гибких полимерных подложек с низкой температурой плавления требует создания новых материалов для прозрачных электродов на основе прозрачных проводящих оксидов. Исследование новых материалов мотивированы необходимостью замены дорогостоящего покрытия на основе оксида индия (ITO), который является в настоящее время наиболее широко используемым материалом для прозрачных электродов [1,2]. Необходимость замены ITO диктуется не только ценой, но и особенностями технологического характера. Осаждение пленок ITO высокого качества происходит при высоких температурах (свыше 400°C), в случае осаждения при температурах менее 400°C требуется последующий отжиг, что затрудняет использование этого материала при нанесении на гибкие полимерные подложки, в органических светоизлучающих диодах и солнечных элементах. Прозрачные проводящие пленки $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ являются альтернативой ITO благодаря перспективе снижения температуры роста. Метод импульсного лазерного напыления (ИЛН) позволяет пленкам $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ кристаллизоваться при более низких температурах подложки по сравнению с другими физическими методами осаждения благодаря высоким кинетическим энергиям (> 1 эВ) ионизированных и инжектированных частиц в создаваемой лазерной плазме [3]. Внедрение материалов на основе оксида олова в оптоэлектронику сдерживается отсутствием надежной информации о влиянии кристаллической структуры, отклонения состава от стехиометрии, природы и концентрации примесных атомных дефектов на функциональные свойства: электропроводность и прозрачность слоев в видимом диапазоне длин волн [4]. Поэтому, получение и исследование проводящих прозрачных в видимой области спектра пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ остается актуальной задачей.

Целью данной работы является отработка режима напыления тонких пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ на кварцевые подложки методом ИЛН для получения материала с высокой электрической проводимостью и оптической прозрачностью при осаждении. Исследуются структурные, электрические и оптические свойства тонких пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ как функции уровня легирования, температуры подложки и давления кислорода в процессе напыления.

Для получения пленок методом ИЛН использовался эксимерный KrF - лазер ($\lambda = 248$ нм). В процессе осаждения частота следования импульсов составляла 10 Гц, а плотность энергии на мишени 4 Дж/см². Осаждение производилось в вакуумной камере, предварительно откаченной до 10^{-7} Торр. Расстояние между мишенью и подложкой составляло 4 см. В качестве подложек использовались пластины кварцевого стекла КУ-1, поверхность которого предварительно очищалась ацетоном в ультразвуковой ванне в течение 25 мин. Для абляции использовались керамические мишени $\text{SnO}_2/\text{Sb}_2\text{O}_3$ (концентрация Sb составляла от 1 до 8 ат. %), полученные путем прессования с последующим отжигом в течение 2 часов при температуре 1000 °С на воздухе.

Морфология поверхности полученных пленок определялась с помощью атомно-силового микроскопа DME DualScope 2401. Толщина полученных пленок определялась с помощью оптического интерферометра МИИ-4 (ЛОМО, $\lambda = 543$ нм). Спектры пропускания пленок снимались спектрофотометром Cary-50 (Varian). Электрические свойства исследовались методом Холла в поле постоянного магнита 1 Тл на автоматизированной установке HSM 3000 (Escoria). Структурные характеристики пленок исследовались с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-3М ($\lambda = 1,5406$ Å).

Для того чтобы минимизировать удельное сопротивление пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$, необходимо оптимизировать уровень легирования пленок, а также параметры процесса импульсного лазерного напыления, такие как температура подложки в процессе напыления и давление кислорода в вакуумной камере. На рисунке 1 приведены графики изменения удельного сопротивления как функции концентрации сурьмы в пленках $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ (а), а также давления кислорода и температуры подложки в процессе напыления пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ (б, в). Зависимость на рисунке 1 (а) приведена для пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$, выращенных при температуре подложки 300 °С и давлении кислорода 30 мТорр. Зависимость на рисунке 1 (б) приведена для пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$, выращенных при температуре подложки 300 °С из мишени с содержанием 2 ат. % сурьмы. Зависимость на рисунке 1 (в) приведена для пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$, выращенных при давлении кислорода 30 мТорр из мишени с содержанием 2 ат. % сурьмы. Толщина пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ составила ~ 400 нм.

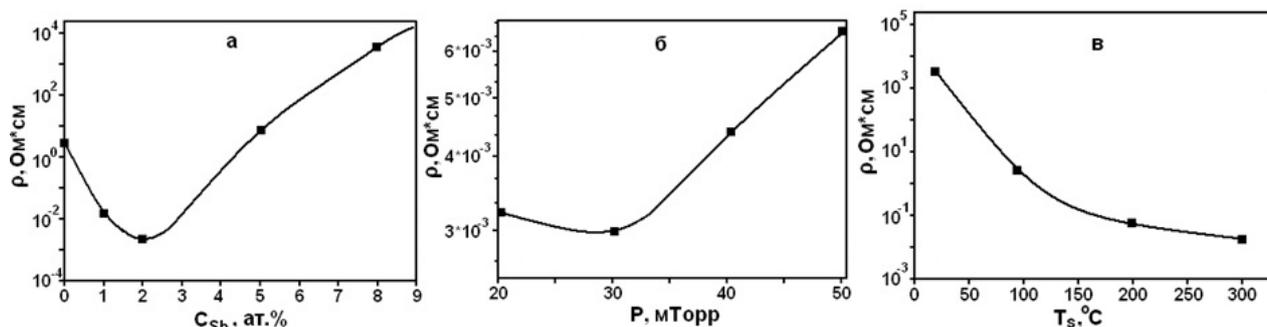


Рис. 1. Изменение удельного сопротивления как функция: уровня легирования (а) сурьмой пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$; давления кислорода в процессе напыления (б) пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$; температуры подложки в процессе роста (в) пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$.

Как видно из рисунка 1 (а) удельное сопротивление уменьшается с увеличением концентрации сурьмы в пленке $\text{SnO}_2:\text{Sb}$, достигает минимума при концентрации сурьмы 2 ат. % ($\rho \sim 2,2 \times 10^{-3}$ Ом·см) и увеличивается с дальнейшим увеличением концентрации сурьмы в пленке. Начальное уменьшение сопротивления с увеличением уровня легирования происходит вследствие увеличения концентрации свободных носителей заряда, а именно донорных электронов от добавления сурьмы. Это начальное увеличение плотности носителей в пленках $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ происходит из-за замены внедренными ионами Sb^{5+} катионных мест Sb^{4+} или внедрения ионов сурьмы в междоузлия. Однако после достижения минимума (2 ат. %) удельное сопротивление возрастает с увеличением уровня легирующей примеси. Избыточное легирование сурьмой производит ионы Sb^{3+} , которые действуют подобно акцепторам, компенсирующим донорные уровни, созданные ионами Sb^{5+} [5]. Таким образом, избыток легирования сурьмой уменьшает концентрацию носителей в пленках и следовательно увеличивает удельное сопротивление.

Рисунок 1 (б) демонстрирует зависимость удельного сопротивления пленки $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ от давления кислорода в процессе напыления. Изначально удельное сопротивление уменьшается с увеличением давления кислорода, достигает минимума ($\rho \sim 2,2 \times 10^{-3}$ Ом·см) и увеличивается при дальнейшем увеличении кислорода. Таким образом, самое низкое удельное сопротивление достигается при давлении кислорода 30 мТорр.

Зависимость удельного сопротивления от температуры подложки в процессе напыления пленок $\text{SnO}_2:\text{Sb}$ представлена на рисунке 1 (в). Удельное сопротивление постепенно снижается от $9,9 \times 10^{-2}$ до $2,2 \times 10^{-3}$ Ом·см с увеличением температуры подложки от 25 до 300 °C. Увеличение удельного сопротивления с увеличением температуры подложки может быть объяснено улучшением кристалличности пленки. Рентгеновский дифракционный анализ показал, что пленки, выращенные при низких температурах подложки (25 - 200 °C), аморфные, в то время как пленки, выращенные при более высоких температурах (> 300 °C) имеют кристаллическую структуру.

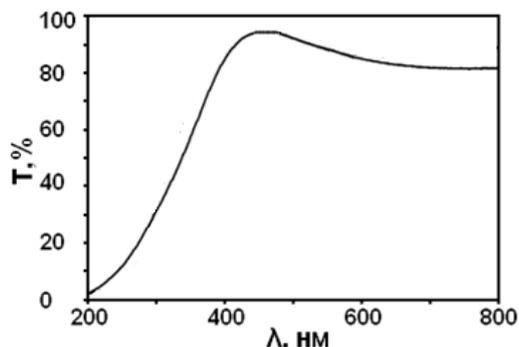


Рис. 2. Оптический спектр пропускания пленки SnO₂:Sb. Пленка SnO₂:Sb получена при концентрации сурьмы в мишени 2 ат. %, давлении кислорода 30 мТорр и температуре подложки 300°С в процессе напыления. Толщина пленки 100 нм.

Оптический спектр пропускания пленки SnO₂:Sb, полученный при установленных оптимальных условиях ИЛН и концентрации сурьмы представлен на рисунке 2. Видно, что пленка, обладает высокой прозрачностью в спектральном диапазоне 400 - 700 нм. Средний коэффициент пропускания пленки SnO₂:Sb в видимой области спектра составил 80 %. Это обусловлено эффектом просветляющего покрытия при толщине пленки, близкой по значению к 1/4 длины световой волны.

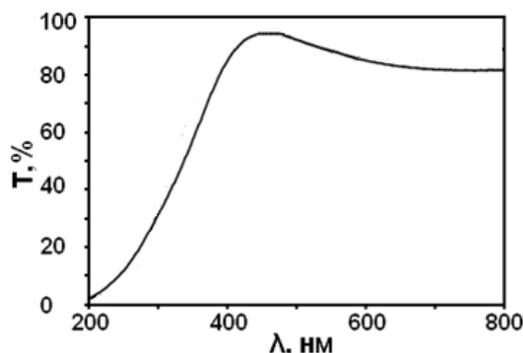


Рис. 2. Оптический спектр пропускания пленки SnO₂:Sb. Пленка SnO₂:Sb получена при концентрации сурьмы в мишени 2 ат. %, давлении кислорода 30 мТорр и температуре подложки 300°С в процессе напыления. Толщина пленки 100 нм.

Таким образом, в представленной работе проведены исследования структурных, электрических и оптических свойств пленок SnO₂:Sb, полученных методом импульсного лазерного осаждения. В результате работы были определены оптимальные условия получения прозрачных высокопроводящих тонких пленок SnO₂:Sb методом ИЛН. Установлено, что минимум удельного сопротивления пленок SnO₂:Sb ($\rho = 2,2 \cdot 10^{-3}$ Ом·см) наблюдается при концентрации сурьмы в мишени 2 ат. %, парциальном давлении кислорода 30 мТорр и температуре подложки 300°С. Полученные методом ИЛН пленки SnO₂:Sb обладают низким удельным сопротивлением при высоком оптическом пропускании (80-90%) в спектральном диапазоне 400-700 нм, что представляет практический интерес для их использования в качестве прозрачных проводящих покрытий.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-07-12050_офи_м, 11-02-12200_офи_м, 11-07-00359_а, 11-02-92478_MNTI_а, 12-07-00301_а, 12-08-00642_а, а также при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8391 от 24 августа 2012 года.

1. Д.А. Зуев, А.А. Лотин, О.А. Новодворский, Ф.В. Лебедев, О.Д. Храмова, И.А. Петухов, Ф.Н. Путилин, А.Н. Шатохин, М.Н. Румянцева, А.М. Гаськов. Импульсное лазерное осаждение тонких пленок ИТО и их характеристики. ФТП, т. 46, вып. 3, 2012.
2. T. Minami. Present status of transparent conducting oxide thin-film development for Indium-Tin-Oxide (ITO) substitutes. Thin Solid Films, v. 516, is. 17, p. 5822–5828, 2008.
3. В.Я. Панченко, О.А. Новодворский, В.С. Голубев. Технология лазерно-плазменного напыления пленок нанометровых толщин. Наука и технологии в промышленности, №4, с. 39-51, 2006.
4. H. Kima and A. Pique. Transparent conducting Sb-doped SnO₂ thin films grown by pulsed-laser deposition. Appl. Phys. Lett., v. 84, №2, 2004.
5. B. Thangaraju. Structural and electrical studies on highly conducting spray deposited fluorine and antimony doped SnO₂ thin films from SnCl₂ precursor. Thin Solid Films, v. 402, is. 1-2, p. 71-78, 2002.

ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ОСАЖДЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК GaSb-MnSb ДЛЯ ЗАДАЧ СПИНТРОНИКИ.

А.В. Шорохова¹, О.А. Новодворский¹, Д.А. Зуев¹, А.А. Лотин¹, Л.С. Паршина¹,
О.Д. Храмова¹, Б.А. Аронзон², С.Ф. Маренкин³.

¹ *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН*

² *Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН*

³ *Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН*

E-mail: av.shor@yandex.ru

Введение.

Использование достижений спинтроники при создании электронных устройств привело к существенному увеличению емкости внешних накопителей информации, появились портативные устройства с высокой производительностью [1]. В перспективе управление спиновыми состояниями позволит создать сверхмалые логические схемы и квантовые компьютеры [2].

Синтез и исследование разбавленных магнитных полупроводников, обладающих высокими температурами ферромагнитного упорядочения, является важной задачей, так как такие структуры могли бы служить в качестве инжектора спин-поляризованных носителей заряда в устройствах спинтроники. Одним из потенциальных кандидатов для использования в таких устройствах являются системы (Ga,Mn)Sb. Ожидается, что при высокотемпературном росте (~800K) в слоях GaMnSb, происходит формирование нанокластеров MnSb в матрице GaSb, причем система в итоге является ферромагнитной [3]. Предварительные исследования эвтектической композиции схожей системы InSb–MnSb, полученной методом Бриджмена, показали, что она обладает

магнитными свойствами с температурой Кюри ~ 600 К и представляет интерес как материал для создания устройств спинтроники [4].

Поэтому целью данной работы является создание методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) тонких пленок GaSb–MnSb, обладающих магнитными свойствами при комнатной температуре, а также обеспечение воспроизводимости их функциональных свойств.

Детали эксперимента.

Для создания тонких пленок GaSb–MnSb на подложках сапфира применялся метод импульсного лазерного осаждения с применением сепарации осаждаемых частиц по скорости [5]. В качестве мишеней использовались диски эвтектического сплава GaSb–MnSb, полученные методом Бриджмена. Метод ИЛО доказал свою эффективность при синтезе широкого класса материалов: металлов, полупроводников, диэлектриков, низкоразмерных структур, полимеров, биологических материалов. По сравнению с другими методами, метод ИЛО обладает высокими энергией (более 1 кэВ) и плотностью ($\sim 10^{14}$ - 10^{17} см⁻³) частиц в абляционном плазменном факеле [6], что позволяет синтезировать сплошные пленки нанометровых толщин [7].

В работе были проведены исследования морфологии поверхности, пространственного распределения элементов по поверхности и элементного состава пленки, электрофизических свойств, а также изучены их магнитные свойства при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение.

Была создана серия тонких пленок GaSb–MnSb при температурах подложки 100, 150, 200, 250, 300, 350 °С. В ходе проведенного количественного анализа состава пленок установлено, что пленки сохраняют состав исходной мишени при температуре подложки вплоть до 350 °С. Это указывает на конгруэнтность процесса переноса материала мишени на подложку и чистоту процесса синтеза пленок. Была исследована морфология поверхности пленок GaSb–MnSb с помощью метода атомно-силовой микроскопии. Шероховатость поверхности составляла 10-15 нм. Результаты исследования электрофизических свойств пленок методом Холла представлены на Рис. 1. Как видно из Рис.1а, значения подвижности носителей заряда во всех пленках не превышает 20 см²/В·с, а удельное сопротивление и концентрация носителей ($\sim 10^{-3}$ Ом·см) немонотонно зависит от температуры подложки при напылении. Все пленки имели р-тип проводимости.

С целью улучшения электрофизических характеристик пленок был произведен постростовой отжиг в вакууме при температуре 350 °С в течение 30 минут (Рис. 1, красные точки). При этом р-тип проводимости пленок не изменился.

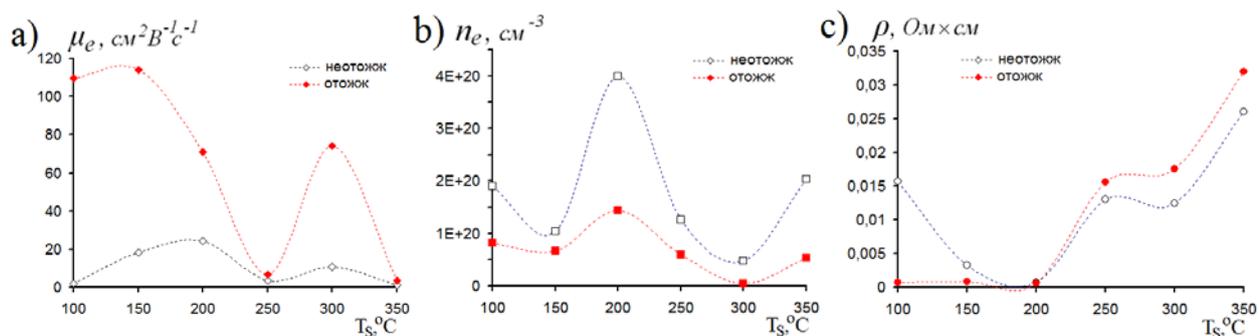


Рис. 1. Графики зависимостей подвижности заряда μ (а), концентрации носителей заряда n_e (б) и удельного сопротивления ρ от температуры подложки T_S . Приведены результаты измерений до и после отжига пленок GaSb-MnSb.

Анализ электрофизических свойств пленок после отжига показал улучшение электрических параметров пленок. Так, например, для пленки А 25.02.13 ($T_S = 100$ °С) подвижность носителей заряда увеличилась с $2 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ до $1 \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а удельное сопротивление с $1,6 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ до $7 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}$. По-видимому это связано с увеличением размеров кристаллитов в пленках. Для детального исследования магнитных свойств был выбран образец А25_02_13, обладающий наилучшими электрофизическими характеристиками.

Исследования магнитолевой зависимости магнитного момента образца А250213 при комнатной температуре, полученные при двух ориентациях магнитного поля относительно плоскости образца, показали, что в параллельной ориентации образца при 300 К наблюдается петля гистерезиса с коэрцитивной силой $H_C = 260 \text{ Ое}$, намагниченностью насыщения $M_S = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ ед}$ и остаточной намагниченностью $M_{\text{rem}} = 2,45 \cdot 10^{-4} \text{ ед}$. В перпендикулярной ориентации образца наблюдается петля гистерезиса с коэрцитивной силой $H_C = 290 \text{ Ое}$, намагниченностью насыщения $M_S = 2,53 \cdot 10^{-4} \text{ ед}$ и остаточной намагниченностью $M_{\text{rem}} = 0,55 \cdot 10^{-4} \text{ ед}$.

Заключение.

Методом ИЛО с использованием механической сепарации капель получены тонкие пленки (80-130 нм) GaSb-MnSb p-типа проводимости. Достигнуты электрические характеристики: удельное сопротивление $7 \cdot 10^{-4} \text{ ом}\cdot\text{см}$, концентрация $8,14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и подвижность носителей заряда $1 \cdot 10^2 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$. Установлено наличие в пленках ферромагнитного упорядочения при комнатной температуре.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8391 от 24 августа 2012 года, грантов РФФИ (11-07-12050-офи-м, 12-07-00301-а, 12-08-00642-а, 12-02-33022-мол-а-вед, 11-02-00363) и гранта Президента РФ (№ МК-5538.2013.2).

1. А. Ферг, Грюнберг П А. Нанотехнологии позволяют изготовить чувствительные считывающие головки для компактных жестких дисков. Нобелевские лекции по физике — 2007. УФН, 178, 1335, 2008.
2. А.С. Самардак, А.В. Огнев Спинтроника: физические принципы, устройства, перспективы. Обзор. Вестник ДВО РАН, № 4, с. 70-81, 2006
3. E. Dynowska, J.Bak-Misiuk, P.Romanowski, J.Z.Domagala, J.Sadowski, T.Wojciechowski, S. Kret, B.Kurowska, A.Kwiatkowski, W.Caliebe. Structural and magnetic properties of

- GaSb:MnSb granular layers. *Radiation Physics and Chemistry*, Vol. 80, Iss. 10, pp. 1051-1057, 2011.
4. В.М. Новоторцев, А.В. Кочура, С.Ф. Маренкин, И.В. Федорченко, С.В. Дрогунов, А. Lashkul, E. Lahderanta. Синтез и магнитные свойства эвтектики системы InSb–MnSb. *Журнал неорганической химии*, Том 56, № 12, с. 1–7, 2011.
 5. С.Н. Николаев, В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, К.И. Маслаков, И.А. Лихачев, Э.М. Пашаев, К.Ю. Черноглазов, А.С. Семисалова, Н.С. Перов, В.А. Кульбачинский, О.А. Новодворский, А.В. Шорохова, Е.В. Хайдуков, О.Д. Храмова, В.Я. Панченко. Высокотемпературный ферромагнетизм $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленок, полученных лазерным напылением с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости. *Физика и техника полупроводников*, Т. 46, Вып. 12, с. 1546-1553, 2012.
 6. R. Eason. *Pulsed laser deposition of thin films: applications-led growth of functional materials*. New Jersey, Hoboken, John Wiley & Sons, 2007.
 7. В.Я. Панченко, О.А. Новодворский, В.С. Голубев. Технология лазерно-плазменного напыления пленок нанометровых толщин. *Наука и технологии в промышленности*, № 4, часть 1, с. 39-51, 2006.

ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ОСАЖДЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$, $\text{ZnO}:\text{Al}$ и CdS ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д.А. Зуев¹, О.А. Новодворский¹, А.А. Лотин¹, А.В. Шорохова¹,
 О.Д. Храмова¹, Е.А. Черобыло¹, Ф.В. Лебедев¹, И.А. Петухов²,
 М.Н. Румянцева², Ф.Н. Путилин², А.М. Гаськов².

¹ *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН;*

² *Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова*

E-mail: zuewda@yandex.ru

Введение

Главными задачами фотовольтаики является увеличение эффективности солнечных элементов и снижение стоимости электроэнергии, вырабатываемой ими. Поэтому внедрение новых технологий в производство солнечных элементов является актуальной научно-практической задачей. Лазерные технологии обладают большим потенциалом для решения этих проблем. Контроль параметров луча лазера позволяет управлять различными процессами, которые возникают в полупроводниках под действием лазерного излучения [1,2]. Кроме того, применение лазеров в технологических процессах позволяет в перспективе снизить стоимость владения оборудованием [3]. Поэтому в настоящее время проводятся активные исследования в области разработки и применения лазерных технологий практически на всех этапах изготовления солнечных элементов: скрайбирование, селективное удаление тонких пленок, легирование и т.д.

Метод импульсного лазерного осаждения (ИЛО) доказал свою эффективность при синтезе широкого класса материалов: металлов, полупроводников, диэлектриков, низкоразмерных структур, полимеров, биологических материалов. По сравнению с другими методами, метод ИЛО обладает высокими энергией (более 1 кэВ) и плотностью ($\sim 10^{14}-10^{17}$ см⁻³)

частиц в абляционном плазменном факеле [4], что позволяет использовать метод при повышенном давлении буферных газов. Существует возможность введения легирующих примесей как из твердой фазы (мишень), так и из газовой фазы (контролируемый напуск в вакуумную камеру), что дает возможность точно управлять стехиометрией состава пленок в процессе роста. Кроме того, высокая плотность ионов в факеле при напылении позволяет синтезировать методом ИЛО сплошные пленки нанометровых толщин [5,6] и многослойные структуры с высоким кристаллическим совершенством [7], что особенно важно для создания однородных тонких пленок CdS, а также формирования поликристаллических пленок в структурах прозрачное проводящее покрытие (TCO)/CdS/CdTe.

В данной работе представлены результаты исследований тонких пленок $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ (ITO), $\text{ZnO}:\text{Al}$ (AZO), а также CdS, синтезированных методом ИЛО, для тонкопленочных солнечных элементов.

Детали эксперимента

Тонкие пленки ITO и AZO были получены на подложках плавленого кварца методом ИЛО. Пленки были получены при температурах подложки T_s , которая изменялась в интервале от 25 до 400°C. Осаждение проводилось в атмосфере молекулярного кислорода в диапазоне давлений $p = 0\text{--}20$ мТорр.

Тонкие пленки CdS были получены на подложках микроскопного покровного стекла в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Торр). Были синтезированы пленки при разных плотностях энергии лазерного излучения на мишени и температурах подложки.

В работе проведены исследования оптических, электрофизических и структурных характеристик полученных пленок.

Результаты и обсуждение

Методом ИЛО были синтезированы прозрачные токопроводящие тонкие пленки ITO и AZO и проведено их исследование. Было установлено, изменение температуры подложки от 25 °C до 400 °C при синтезе пленок $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ методом ИЛО с концентрацией олова в пленках 5 ат.% приводит к сдвигу края фундаментальной полосы поглощения в коротковолновую область спектра от 3,65 эВ до 4,01 эВ, вызванному увеличением концентрации носителей заряда (n_e) в диапазоне $(2,35\text{--}7,1)\times 10^{20}$ см⁻³ (эффект Бурштейна-Мосса)[8]. В исследованном диапазоне концентраций было определено значение приведенной эффективной массы носителей заряда в пленках $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ (Рис.1).

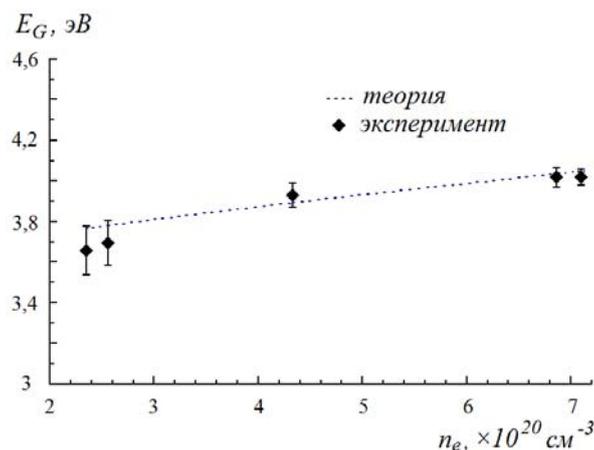


Рис. 1. Зависимость ширины запрещенной зоны от концентрации носителей заряда n_e в тонких пленках $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$. Результаты аппроксимации приведены пунктирной кривой.

Зависимость ширины запрещенной зоны от концентрации носителей заряда в легированном полупроводнике без учета сужения зон определяется выражением [9]:

$$E_G = E_{G0} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(3\pi^2 n_e \right)^{2/3}, \quad (1)$$

где E_{G0} – ширина запрещенной зоны нелегированного полупроводника, μ – приведенная эффективная масса носителей заряда. Полученное значение ширины запрещенной зоны нелегированного In_2O_3 $E_{G0} = 3.5$ эВ согласуется с литературными данными [10]. Аппроксимация экспериментальной зависимости оптической ширины запрещенной зоны E_G от n_e , полученной из спектров пропускания тонких пленок $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$, уравнением (1) позволила определить значение μ (Рис.1). Значения n_e измерялись по четырехточечной схеме Ван-дер-Пау при комнатной температуре методом Холла. Было получено значение приведенной эффективной массы носителей заряда μ в пленках $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$, равное $0.54m_e$.

Исследование зависимости электрофизических свойств тонких пленок $\text{ZnO}:\text{Al}$ в зависимости от концентрации легирующей примеси позволило установить, что удельное сопротивление и концентрация носителей заряда в пленках немонотонно зависят от концентрации легирующей примеси Al, а минимальное значение удельного сопротивления и максимальное значение концентрации носителей достигается при концентрации Al в пленках 3 ат. % [11]. Экспериментально установлено, что при концентрации носителей заряда $n_e \geq 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ в пленках $\text{ZnO}:\text{Al}$ происходит изменение характера проводимости от полупроводниковой к металлической.

Исследовано влияние плотности энергии лазерного излучения на мишени на морфологию, оптические, структурные и электрические свойства тонких пленок CdS. Изучено влияние температуры подложки на физические свойства таких пленок CdS, что особенно важно при создании перспективных CdS/CdTe-солнечных элементов на гибких аморфных и органических подложках. Проведены исследования зависимости оптических и электрофизических параметров пленок от их толщины с целью оптимизации толщины слоев CdS.

Заключение

Проведены исследования по изучению зависимости оптических, электрических и структурных свойств пленок ITO, AZO и CdS от условий их получения методом ИЛО. Полученные результаты позволили оптимизировать условия синтеза и получить пленки ITO, AZO и CdS с параметрами, подходящими для создания тонкопленочных солнечных элементов. Проведенные исследования позволили получить тонкие пленки ITO и AZO, которые даже при комнатной температуре подложки при синтезе, удовлетворяют требованиям к прозрачным проводящим покрытиям для устройств оптоэлектроники – значение удельного сопротивления $\sim 10^{-4}$ Ом-см и пропускание в видимой области спектра $> 85\%$. Проведенные исследования будут использованы при создании солнечных элементов на основе CdS/CdTe.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8391 от 24 августа 2012 года, грантов РФФИ (11-07-12050-офи-м, 12-07-00301-а, 12-08-00642-а, 12-02-33022-мол-а-вед, 11-02-00363) и гранта Президента РФ (№ МК-5538.2013.2).

1. С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев, В.Н. Семиногов. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика. УФН, 147, с. 675–745, 1985.
2. Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин. Лазерное управление процессами в твердом теле. УФН, 166, с. 3–32, 1996.
3. Н. Matt. Saving Money with Laser Processing. Photonics Spectra, 42 (3), pp. 34-36, 2008.
4. R. Eason Pulsed laser deposition of thin films: applications-led growth of functional materials. New Jersey, Hoboken, John Wiley & Sons, Inc. 2007.
5. О.А. Новодворский, О.Д. Храмова, К. Венцель, Й.В. Барта. Размерные эффекты статической проводимости в тонких пленках тантала. Журнал Технической Физики, № 6, с. 42-45, 2005.
6. В.Я.Панченко, О.А.Новодворский, В.С.Голубев. Технология лазерно-плазменного напыления пленок нанометровых толщин. Наука и технологии в промышленности, № 4, часть 1, с. 39-51, 2006.
7. А.А. Lotin, О.А. Novodvorsky, L.S. Parshina, E.V. Khaydukov, D.A. Zuev, O.D. Khramova, V.Ya. Panchenko. Two-dimensional heterostructures based on ZnO. Appl Phys B, Vol. 105, pp. 565-572, 2011.
8. Д.А. Зуев, А.А. Лотин, О.А. Новодворский, Ф.В. Лебедев, О.Д. Храмова, И.А. Петухов, Ф.Н. Путилин, А.Н. Шатохин, М.Н. Румянцева, А.М. Гаськов. Импульсное лазерное осаждение тонких пленок ITO и их характеристики. Физика и техника полупроводников, Т. 46, вып. 3, с. 425-429, 2012.
9. [Hamberg](#), C.G. [Granqvist](#), K.-F. [Berggren](#), B.E. [Sernelius](#), L. [Engström](#). Band-gap widening in heavily Sn-doped In₂O₃. [Physical Review B](#). Vol. 30, Is. 6, pp. 3240–3249, 1984.
10. F. [Fuchs](#), F. [Bechstedt](#). Indium-oxide polymorphs from first principles: Quasiparticle electronic states. [Physical Review B](#), Vol. 77, Is. 15. pp. 155107-1- 155107-10, 2008.
11. A.V. Shorokhova, D.A. Zuev, A.A. Lotin, O.A. Novodvorsky, O.D. Khramova. Electrical properties of ZnO:Al thin films fabricated by pulsed laser deposition method. Proceedings of the International Conference on Advanced Laser Technologies. 2012. ISSN: 2296-312X. <https://bop.unibe.ch/ALT-Proceedings/article/view/52>

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ Au И Ag, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

А.А. Лотин, О.А. Новодворский, Д.А. Зуев, О.Д. Храмова, А.В. Шорохова, Е.А.
Черобыло, Ф.В. Лебедев

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН

E-mails: lotin_82@mail.ru

Локальное усиление электромагнитного поля вблизи наночастиц благородных металлов и связанное с ним усиление процессов излучения и поглощения света в пленках и наноструктурах активно используются в устройствах нанофотоники и наноплазмоники. Прежде всего, гигантские локальные поля вблизи наночастиц приводят к увеличению сечения комбинационного рассеяния на 10 - 14 порядков, что позволяет говорить о возможности наблюдения отдельных молекул [1]. Эти же локальные поля могут привести к разработке методов определения структуры ДНК без прикрепления к ним флюоресцентных маркеров [2]. Используя сложную структуру спектров плазмонных наночастиц, можно одновременно усиливать как поглощение, так и испускание света ими и, таким образом, создавать эффективные флуорофоры и наноразмерные источники света [3,4], и даже нанолазеры [5]. Помимо этих новых приложений, основанных на физике плазмонных наночастиц, использование достижений наноплазмоники позволяет существенно увеличить отношение эффективность-стоимость, например, в солнечных батареях и светоизлучающих диодах [6].

Методом импульсного лазерного осаждения на *c*-сапфировых и *p*-Si (100) подложках были получены наночастицы золота и серебра. Абляция металлических мишеней осуществлялась эксимерным KrF-лазером с частотой повторения импульсов 10 Гц, при этом плотность энергии лазерного излучения на мишени составляла 4 Дж/см². Остаточный вакуум в рабочей камере был не хуже 10⁻⁷ Тор. Рост пленок Au и Ag осуществлялся при комнатной температуре. После осаждения пленки подвергались нагреву до температуры (600±15) °С, в результате чего на поверхности подложки формировались наночастицы золота и серебра [7].

Морфология и поперечные размеры наночастиц определялись с помощью электронного сканирующего микроскопа Hitachi. При использовании диэлектрических сапфировых подложек морфология поверхности наноструктур золота и серебра исследовались с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) DME DualScope 2401. Спектры оптической плотности и пропускания образцов измерялись с помощью спектрофотометра Cary-50 (Varian).

Были получены серии тонких пленок золота и серебра в диапазоне толщин от 1 нм до 10 нм. После постростового отжига на поверхности подложек из пленок формировались наночастицы. В качестве примера на рис.1 приведено изображение наночастиц золота на поверхности *p*-Si (100), полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. Поскольку поверхность

кремния окисляется, то правильнее будет говорить о частицах, сформированных на поверхности пленки SiO_x .

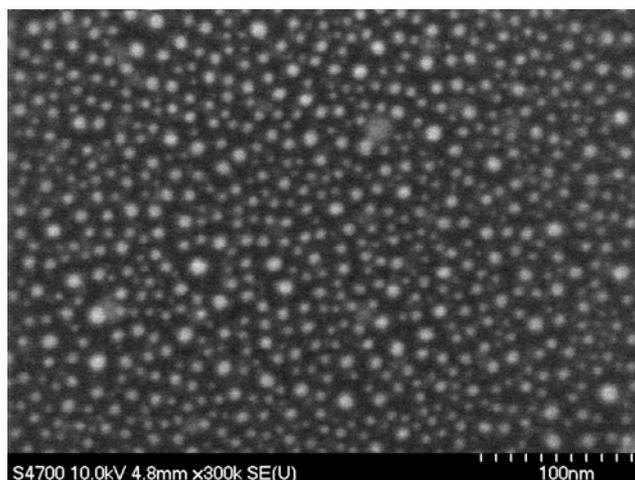


Рис. 1. Изображение наночастиц золота на поверхности p -Si (100), полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии.

На рис.2 представлены АСМ-изображения наночастиц золота на поверхности сапфировой подложки в зависимости от толщины d исходной пленки.

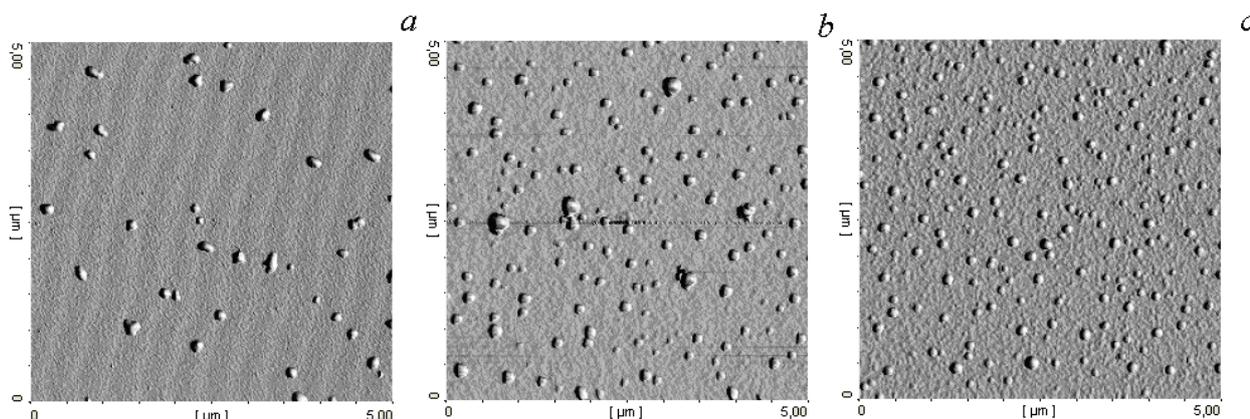


Рис.2. Изображения наночастиц золота на поверхности s -сапфира, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии в зависимости от толщины d исходной пленки: a – 1.5 нм, b – 2.2 нм, c – 3 нм.

Было установлено, что поперечный размер R и плотность N металлических наночастиц возрастают с увеличением толщины исходной пленки золота. На рис.3 приведены зависимости поперечного размера R и плотности N наночастиц золота на поверхности сапфировой подложки от толщины d исходной пленки. Кроме того, было установлено, что на окисленных кремниевых подложках удастся сформировать наночастицы золота с минимальным поперечным размером $R=5\div 7$ нм и плотностью вплоть до $N=8\times 10^{11}$ см $^{-2}$.

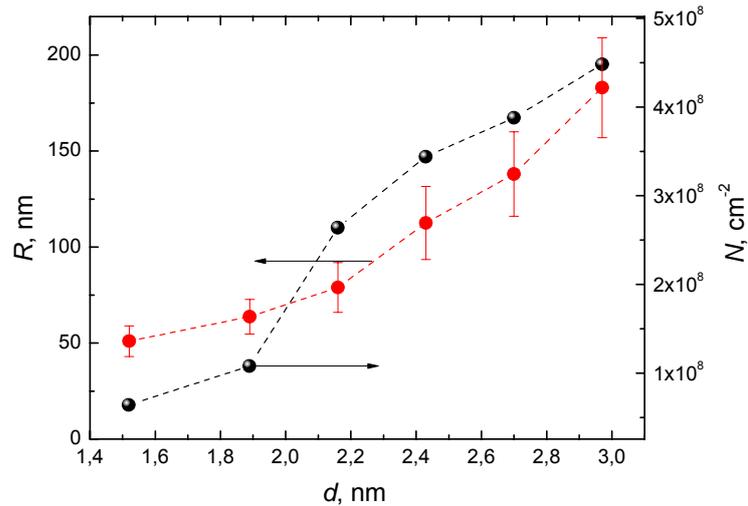


Рис.3. Зависимости поперечного размера R и плотности N наночастиц золота на поверхности сапфира (00.1) от толщины исходной пленки.

Спектры оптической плотности D наночастиц золота и спектры пропускания наночастиц серебра исследовались с помощью спектрофотометра УФ-видимого диапазона Cary-50 в интервале длин волн 200–1100 нм со спектральным разрешением 1.5 нм. Спектры измерялись в режиме вычитания оптической плотности подложки, поэтому характеризуют поглощающие и рассеивающие свойства только массивов металлических наночастиц золота и серебра. На рис.4 приведены спектры оптической плотности D наночастиц золота в зависимости от толщины d исходной пленки.

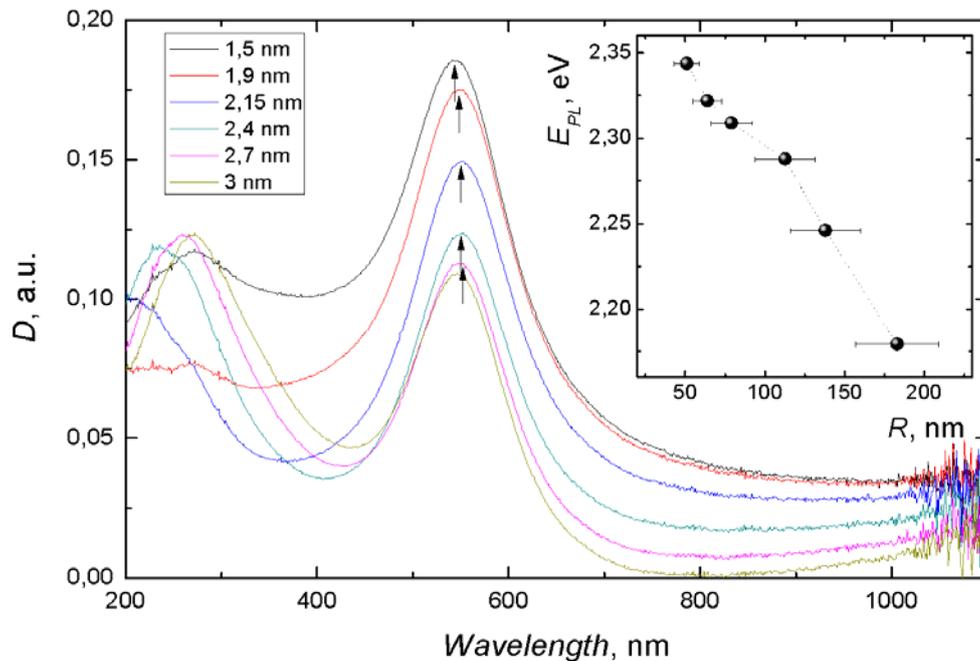


Рис.4. Спектры оптической плотности D наночастиц золота, полученных на поверхности с-сапфировой подложки в зависимости от толщины d исходной пленки. На вставке - положение плазмонного пика в спектрах оптической плотности D наночастиц золота в зависимости от их поперечного размера.

Из рис.4 видно, что экстремум вблизи 550 нм, соответствующий локализованному плазмону [8], сдвигается в красную область от 2.34 эВ до 2.18 эВ с увеличением среднего поперечного размера от 50 нм до 180 нм.

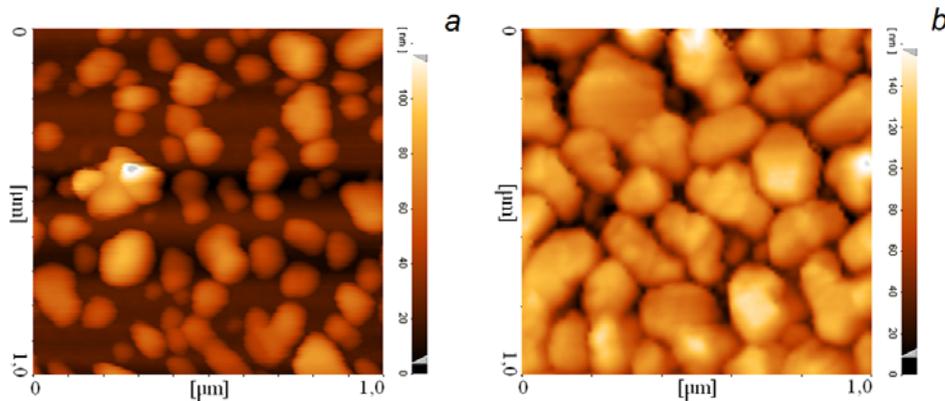


Рис.5. Наночастицы серебра на поверхности сапфировой подложки в зависимости от толщины d исходной пленки: а – 1 нм и б – 10 нм.

Далее были исследованы свойства наночастиц серебра. На рис.5 представлены АСМ-изображения наночастиц серебра, синтезированных на поверхности сапфировой подложки в зависимости от толщины d исходной пленки. Как и в случае с золотыми наночастицами поперечный размер R и плотность N серебряных наночастиц возрастают с увеличением толщины исходной пленки Ag. Как можно видеть из рисунка 5.б наночастицы Ag очень плотно упакованы, однако пленка, сформированная из данных частиц не проводит электрический ток.

В случае с серебрянными наночастицами экстремум, соответствующий локализованным плазмонам в спектрах пропускания (рис.6) оказался вблизи 440 нм для частиц схожих по размеру с частицами Au. Его положение сдвигалось в красную область от 2.83 эВ до 2.25 эВ с увеличением толщины d исходной пленки Ag от 1 нм до 8 нм.

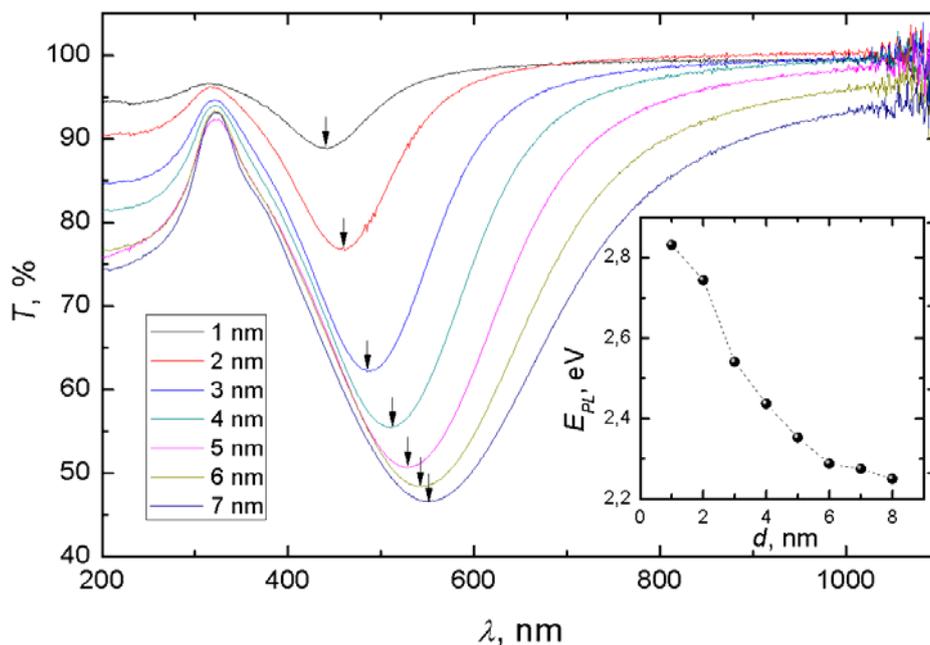


Рис.6. Спектры пропускания наночастиц серебра и положение плазмонного пика в зависимости от толщины d исходной пленки Ag, полученной на с-сапфировой подложке.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8391 от 24 августа 2012 года, а также при поддержке грантов РФФИ 12-07-00301-а, 12-08-00642-а, [12-02-33022](#)-мол-а-вед и гранта Президента РФ № МК-5538.2013.2.

1. Kneipp K., Wang Y., Kneipp H., Perelman L.T., Itzkan I., Single Molecule Detection Using Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS), Phys. Rev. Lett., Vol. 78, P. 166716-70 (1997).
2. David C., Guillot N., Shen H., Toury T., M. Lamy de la Chapelle, SERS detection of biomolecules using lithographed nanoparticles towards a reproducible SERS biosensor, Nanotechnology, Vol. 21, P. 475501 (2010).
3. K. Okamoto, I. Niki, A. Shvartser, Y. Narukawa, T. Mukai and A. Scherer, Surface-plasmon-enhanced light emitters based on InGaN quantum wells, Nature Materials, Vol. 3, PP. 601-605 (2004).
4. S.I. Rumyantsev, V.M. Markushev, M.V. Ryzhkov, A.P. Tarasov, Ch. M Briskina, A.A. Lotin, O.A. Novodvorsky, Enhancement of ZnO films photoluminescence under the influence of surface plasmon resonance. Role of excitation level. ICONO/LAT Technical Digest, pp. 53-54 (2013).
5. P. Berini and I. De Leon, Surface Plasmon-polariton amplifiers and lasers, Nature Photonics, PP. 1-9 (2011).
6. S.G. Zhang, X.W. Zhang, Z.G. Yin, et al., Localized surface plasmon-enhanced electroluminescence from ZnO-based heterojunction light-emitting diodes, APL, Vol.99, PP. 181116 (2011).
7. E.A. Cherebilo, A.A. Lotin, D.A. Zuev, A.V. Shorokhova, O.A. Novodvorsky, O.D. Khramova, Optical properties of Au and Ag nanoparticles produced by PLD, ICONO/LAT Technical Digest, pp. (2013).
8. Климов В.В., Наноплазмоника, Физматлит, 2009. - 480 с.

ЦИФРОВОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СТОЙКОСТИ ЭРИТРОЦИТОВ

В.К. Игнатьев¹, В.А. Михалевский², О.А. Новодворский²,

¹Волгоградский государственный университет; ²Институт проблем лазерных и
информационных технологий РАН

E-mail: mva.work@yandex.ru

При различных стрессовых ситуациях, физических напряжениях или патологиях необходима быстрая оценка функционального состояния организма, производимая на основе различных показателей. Одним из таких показателей является величина осмотической резистентности эритроцитов [1].

Известны различные методы исследования резистентности эритроцитов. Исследовалась резистентность по отношению к излучению, электрическому разряду, нагреванию и охлаждению, ультразвуку, различным биологическим воздействиям, ряду химических веществ. Эти исследования позволили выявить

закономерности, позволяющие диагностировать отклонения состояния организма от нормы [1].

Определение резистентности эритроцитов может быть основано на наблюдении гемолиза, вызванного кислотой. Этим методом кровь исследовалась вне кровяного русла, а кинетика гемолиза наблюдалась с помощью установки, которая включает в себя фотоэлектрический колориметр ФЭК-М и водяной термостат ТС-15. Однако, использование подобного громоздкого оборудования, сложного в эксплуатации, препятствует распространению такой методики в клинической медицине. [1]

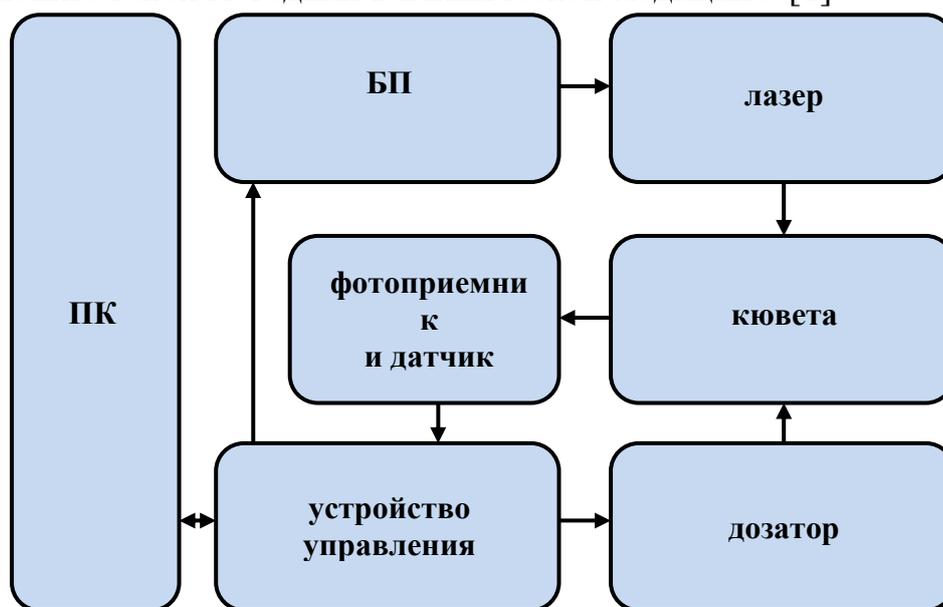


Рис. 1. Блок-схема аппаратной части измерителя.

Возможности современной элементной базы позволяют упростить конструкцию установки и сделать ее портативной и эргономичной. В настоящей работе представлен разработанный нами измеритель стойкости эритроцитов (эритрометр) с цифровым управлением и приводятся его характеристики. Он включает в себя две части: аппаратную и программную. На рис. 1 представлена блок-схема аппаратной части. Эритрометр состоит из полупроводникового красного лазера, цифрового измерителя интенсивности света, системы автоматизированной подачи гемолитика в исследуемый раствор крови, измерителя температуры раствора, устройства управления. Все блоки находятся в общем корпусе. Прибор имеет батарейное питание. Он подключается к ПК через USB-порт. Устройство управления построено на базе микроконтроллера.

Управление процессом измерения осуществляется с помощью интерфейсного приложения для ПК. Прибор позволяет наблюдать изменения оптической плотности раствора с течением времени. Программа автоматически проводит математическую обработку результатов измерения, записывает их в журнал и строит эритрограмму, пригодную для анализа. Эритрограмма представляет собой график, характеризующий стойкость различных групп эритроцитов. В процессе гемолиза контролируется температура раствора. На

основе полученной эритрограммы можно оценить функциональное состояние организма.

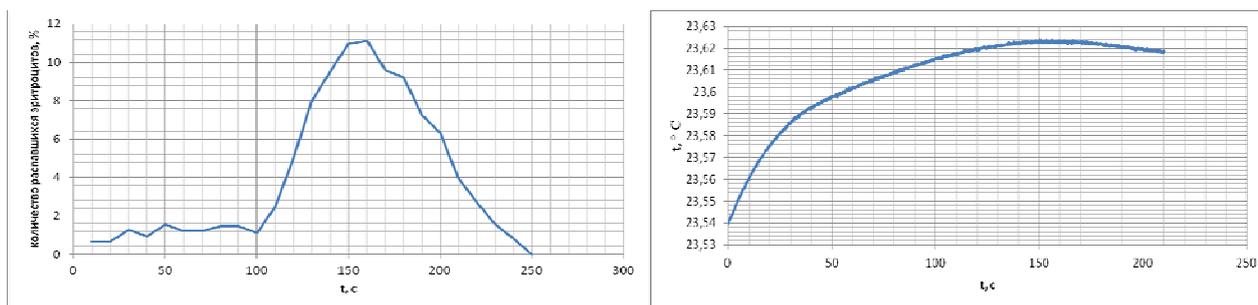


Рис. 2. Пример эритрограммы и график температуры образца крови

Оценка занимает не более 10 мин и может проводиться в полевых условиях, что является несомненным плюсом конструкции. На рис. 2. Приведен пример эритрограммы (слева) и график температуры раствора в процессе измерения (справа). Они получены для образца крови здорового человека.

1. И.А. Терсков, И.И. Гительзон. Метод химических (кислотных) эритрограмм. Биофизика, 1957, Т.11, вып.2, 259-266 с.

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ МОЛИБДЕНА

Б.С. Ишханов^{1,2}, А.А. Кузнецов², Хан Дон Ен^{1,a}

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет.

²Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

E-mail: ^agluecklich81@gmail.com

Введение

Одним из важнейших методов изучения атомных ядер является их исследование при облучении высокоэнергичными фотонами. При высоких энергиях фотонов (до нескольких МэВ) в ядрах возникают высокоэнергичные коллективные возбуждения, называемые гигантскими резонансами. Гигантские резонансы различают по типу коллективного колебания. Доминирующей модой колебаний в области от 10 до 35 МэВ являются изовекторные электрические дипольные (E1) колебания, которые называются Гигантским Дипольным Резонансом (ГДР) [1-4].

ГДР распадается с вылетом нуклонов. При облучении пучками фотонов с большой энергией вылетает несколько нуклонов, например, один нейтрон, один протон, или набор нескольких нейтронов и протонов.

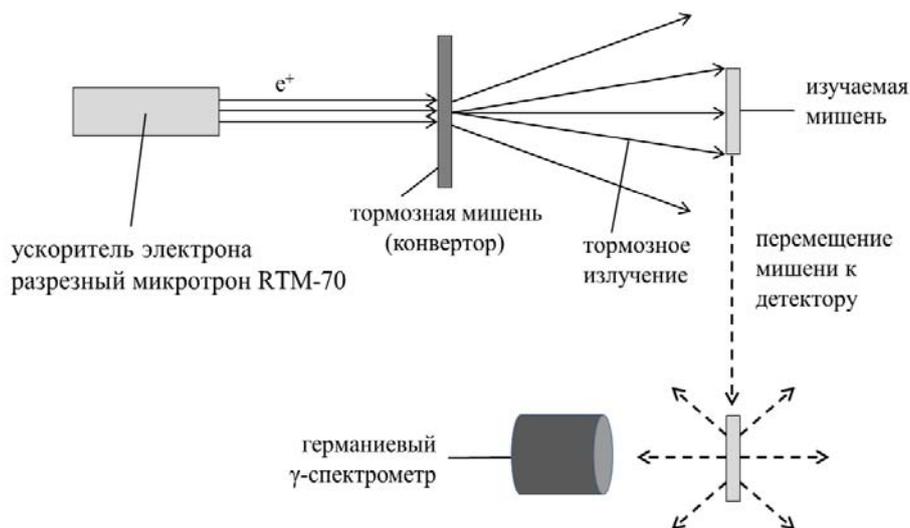


Рис. 1 Схема метода наведенной активности

Метод прямой регистрации нейтронов или протонов считается невыгодным при энергии выше максимума ГДР, потому что возникают неоднозначности при разделении каналов реакций по множественности вылетевших частиц. Например, регистрация одного нейтрона может соответствовать разным каналам фотоядерных реакций: (γ, n) , (γ, pn) или $(\gamma, 2n)$. В нашей работе фотоядерные реакции исследовались методом наведенной активности, который, в отличие от методов прямой регистрации продуктов реакции, позволяет однозначно выделять фотонуклонные реакции различного типа. Схема этого метода показана на рис. 1. Мишень облучается тормозными γ -квантами с максимальной энергией ускорителя электронов E_{\max} . После облучения измеряются спектры остаточной γ -активности облученного образца.

Методика эксперимента

Эксперимент выполнен на тормозном пучке разрезного микротрона RTM-70 с максимальной энергией электронов 67,7 МэВ. Пучок электронов падал на мишень из вольфрама толщиной 2,5 мм, в которой образовывалось тормозное γ -излучение. Форма тормозного спектра была получена с помощью моделирования на программе GEANT4.

В качестве мишени была использована естественная смесь изотопов молибдена (естественная смесь состоит из ^{100}Mo – 9,92%; ^{98}Mo – 24,39%; ^{97}Mo – 9,60%; ^{96}Mo – 16,67%; ^{95}Mo – 15,84%; ^{94}Mo – 9,15%; ^{92}Mo – 14,53%). Мишень представляет собой пластинку квадратной формы со стороной 2 см, толщиной 0,1 мм. Мишень облучалась в потоке тормозных γ -квантов с энергий электронов ускорителя 67.7 МэВ в течение 4.5 часа. Остаточная активность измерялась в течение 6 дней через 8 минут после окончания облучения. В это время всего было измерено 331 серия спектров различной длительности: от 90 секунд до 30 мин.

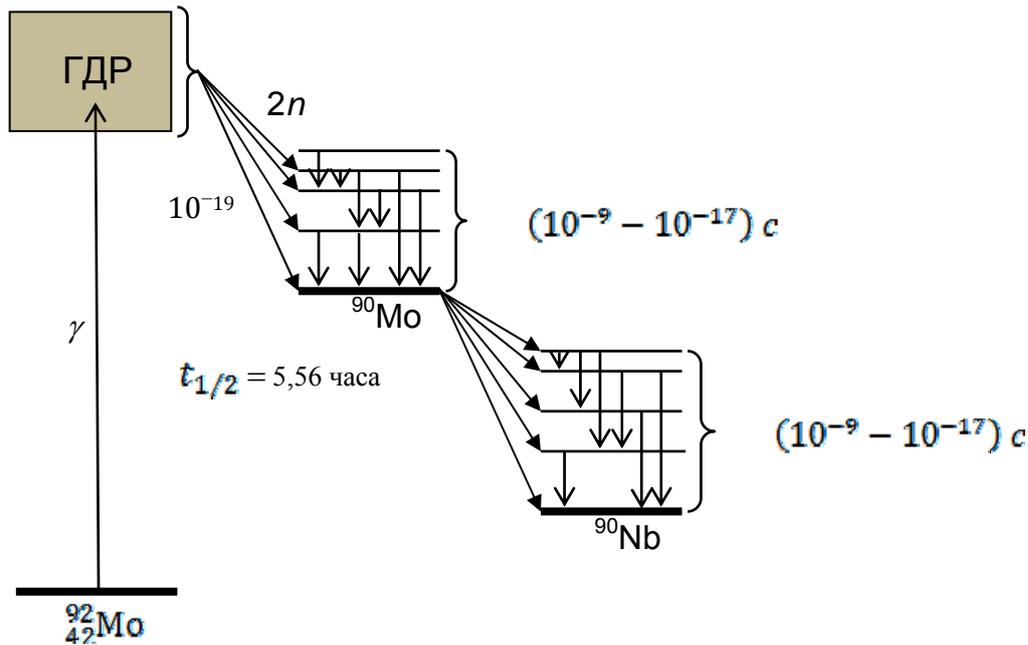
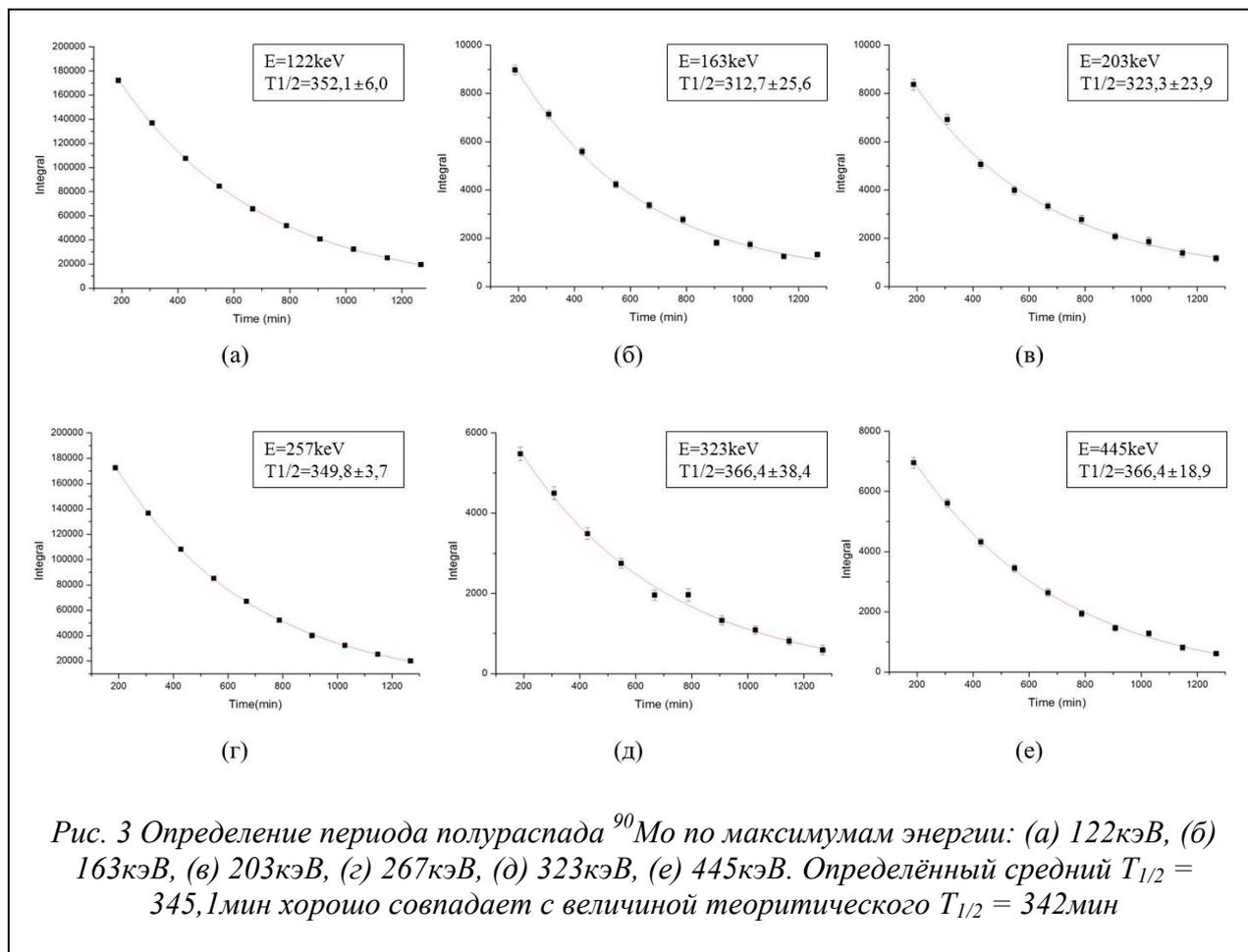


Рис. 2. Диаграмма протекания реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$

С помощью автоматической системы набора и анализа γ -спектров были найдены максимумы в спектрах остаточной активности. На примере реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ покажем, как извлекались данные о фотоядерной реакции с помощью γ -активационной методики (рис. 2). Реакция $(\gamma, 2n)$, как и любая фотоядерная реакция на среднем и тяжёлом ядре происходит за характерное время $\approx 10^{-19}$ с. Ядро ^{90}Mo может оказаться как в основном, так и в возбужденных состояниях. Возбуждение снимается испусканием электрических дипольных (E1), электрических квадрупольных (E2) или магнитных дипольных (M1) γ -квантов за время $10^{-9} - 10^{-17}$ с. Эти γ -кванты не регистрируются спектрометром. Ядро ^{90}Mo из основного состояния испытывает β^+ -распад или e -захват. Этот распад происходит в различные состояния конечного ядра ^{90}Nb и характеризуется периодом полураспада $t_{1/2} = 5,56$ часа. В спектре γ -квантов, регистрируемых германиевым спектрометром, будет наблюдаться набор соответствующих γ -линий, характерных только для ядра ^{90}Nb . Пики в спектре расшифровываются по энергии γ -переходов и периоду полураспада

На рис. 3 приведен пример определения периода полураспада ^{90}Mo . Рассчитанные периоды по 6-ти γ -пикам хорошо совпадают с табличной величиной ($T_{1/2} (^{90}\text{Mo}) = 342$ мин).



Выход фотоядерных реакций рассчитывался по формуле:

$$Y = \frac{S \cdot \lambda}{k(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})(1 - e^{-\lambda t_1})}, \quad (1)$$

где S – площадь фотопика за время измерения, t_1 – время облучения, t_2 – время начала измерения, t_3 – время окончания измерения, λ – постоянная распада, k – коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах.

Результаты эксперимента

Были определены выходы изотопов, образующихся в результате фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов молибдена при энергии ускорителя электронов 67.7 МэВ, и проведены сравнения с теоретическими расчётами по Комбинированной Модели Фотонуклонных Реакций КМФР[6]. Экспериментальные и теоретические выходы нормировались на выход самой интенсивной реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$, который принимался равным 100.

Таблица 1

Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена
для тормозных фотонов с верхней границей 67,7 МэВ

| Реакция | Конечное ядро и его спин-чётность | $t_{1/2}$ и тип распада конечного ядра | Порог, МэВ | Экспериментальный выход реакции (ошибка эксперимента) | Теория |
|---|--|---|----------------|---|---|
| $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ | $^{99}\text{Mo}(1/2^+)$ | 66,98 часа (β^-) | 8,29 | 100(6) | 100 |
| $^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$ | $^{98\text{m}}\text{Nb}(5^+)$ | 51,3 мин (β^-) | 18,10 | 0,309(0,028) | |
| $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$ | $^{97}\text{Nb}(9/2^+)$ | 72,1 мин (β^-) | 9,79 | 6,62(0,05) | 7,8 |
| $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$ | $^{96}\text{Nb}(6^+)$ | 2,35 часа (β^-) | 9,23 17,87 | 11,04(0,82) | 10,1 7,7 2,4 |
| $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$ | $^{95}\text{Nb}(9/2^+)$ | 34,99 дня (β^-) | 9,30 16,72 | 14.14(0,43) | 15,0 10,0 (γ, p) 5,0 (γ, pn) |
| $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$ | $^{95\text{m}}\text{Nb}(1/2^-)$ | 3,61 дня($\text{IT}+\beta^-$) | 9,53 16,95 | | |
| $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$ $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$ | $^{92}\text{Nb}(7^+)$ $^{92\text{m}}\text{Nb}(2^+)$ | $3,47 \cdot 10^7$ лет (ϵ) 10,15 дня (ϵ) | 17,32 17,45 | 2,56(0,02) | 3,0 |
| $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ | $^{91}\text{Mo}(9/2^+)$ | 15,49 мин (ϵ) | 12,68 | 33,5(4,2) | 65 |
| $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$ | $^{90}\text{Mo}(0^+)$ | 5,56 часа (ϵ) | 22,78 | 5,08(0,40) | 2,7 |
| $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$ | $^{90}\text{Nb}(8^+)$ | 14,60 часа (ϵ) | 19,51 | 14,0(4,5) | 3,5 |
| $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) \rightarrow ^{89}\text{Mo} \rightarrow ^{89}\text{Nb}$ | $^{89}\text{Nb}(9/2^+)$ | 2,03 часа (ϵ) | 29,59 | 1,91(0,21) | 0,85 |
| $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) \rightarrow ^{89\text{m}}\text{Mo} \rightarrow ^{89\text{m}}\text{Nb}$ | $^{89\text{m}}\text{Nb}(1/2^-)$ | 66 мин (ϵ) | 29,62 | 1,77(0,27) | |
| $^{92}\text{Mo}(\gamma, 4n)$ | $^{88}\text{Mo}(0^+)$ | 8 мин (ϵ) | 46,39 | 0,046(0,006) | 0,006 |

Из 10-ти идентифицированных реакций с в 4-х случаях наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией. Это реакции $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$, $^{97}\text{Mo}(\gamma, p) + ^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$, $^{96}\text{Mo}(\gamma, p) + ^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$, $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$. Для 4-х реакций: $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$, $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$, $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n) + ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)$ наблюдается заметное расхождение эксперимента и теории, и все эти реакции относятся к самому легкому изотопу молибдена – ^{92}Mo . Так наблюдается двукратное снижение по сравнению с теоретически рассчитанным выходом самой интенсивной фотонейтронной реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$. Экспериментальный выход следующей по интенсивности наблюдаемой нами для ^{92}Mo реакции (γ, pn) в несколько раз превышает теоретическую оценку.

Расхождение между результатами эксперимента и теоретическими данными можно объяснить тем, что КМФР (как и TALYS[7]), являясь статистической моделью фотоядерных реакций, не учитывает индивидуальных структурных особенностей ядер. В этой модели протонные и нейтронные потенциалы имеют одинаковые радиусы и одинаковый параметр диффузности. Однако ^{92}Mo является магическим по нейтронному числу (50), т.е. полностью заполнен нейтронный уровень $1g_{9/2}$, поэтому энергия отделения нейтронов от ^{92}Mo значительно больше (примерно на 3-6МэВ), чем для остальных стабильных

изотопов молибдена. В изотопе ^{92}Mo и более легких изотопах молибдена, в отличие от других изотопов молибдена, протонная поверхность Ферми располагается примерно на 5 МэВ выше нейтронной поверхности Ферми. Поэтому средние энергии вылетающих нейтронов в ^{92}Mo и более легких изотопах значительно ниже средних энергий протонов. Соответственно относительный выход протонов в легких изотопах молибдена, начиная с ^{92}Mo , возрастает.

Заключение

В результате эксперимента получены новые данные по выходам разных фотоядерных реакций на изотопах молибдена. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическим расчетом по Комбинированной Модели Фотонуклонных Реакций (КМФР) показывает, что модель хорошо описывает экспериментальные выходы фотонуклонных реакций на всех изотопах молибдена, кроме ^{92}Mo . Большие выходы протонов и маленькие выходы нейтронов на изотопе ^{92}Mo интерпретируется на основе оболочечной структуры изотопов молибдена.

1. *Ииханов Б.С., Капитонов И.М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство Московского университета, 1979.
2. *Данос М., Ииханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А.* // Успехи физических наук. 1995, **165**, С. 1345.
3. *Ииханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2000, **31**, С. 313.
4. *Ииханов Б.С., Капитонов И.М.* Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. НИИЯФ МГУ, М., 2008.
5. *Firestone R., Ekstrom L.* // Table of Radioactive Isotopes. 1999, **1**, P. 1.
6. *Ииханов Б.С., Орлин В.Н.* // Ядерная физика. 2011, **74**, С. 21.
7. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.*, in Proceedings of the International Conference on Nuclear data for Science and Technology, April 22-27, 2007, Ed. by *Bersillon O., Crunring F., Bango E. et al.*, EDP Sciences (Nice, France, 2008), P. 211.

ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА КОЛЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Н.Г. Гончарова, С.И.Сергеева

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова
E-mail: n.g.goncharova@gmail.com, sveta-sergeeva2008@yandex.ru*

Влияние оболочечной структуры на коллективные характеристики атомных ядер изучается уже не менее полусотни лет. Наиболее показательным проявлением этого влияния являются энергии низших возбужденных состояний с $J^P=2^+$ в четно-четных ядрах. В ядрах с замкнутыми оболочками эти энергии, как правило, значительно выше, чем в остальных четно-четных ядрах.

Гамильтониан коллективных квадрупольных колебаний ядерной материи может быть представлен в виде [1]

$$\hat{H}_{coll.vib.} = \frac{1}{2D} \sum_m |\hat{b}_m|^2 + \frac{C}{2} \sum_m |\hat{a}_m|^2. \quad (1)$$

Операторы \hat{a}_m, \hat{b}_m , являются операторами обобщенной координаты квадрупольных колебаний и сопряженного этой координате обобщенного импульса. Энергия возбуждения ядра квадрупольным фотоном связана с характеристикой т.н. «жесткости» ядра C . Среднее значение обобщенной координаты в состоянии с одним фотоном называется средней квадратичной деформацией ядра [1]:

$$\beta^2 = \langle J = 2 | \sum_m |\hat{a}_m|^2 | J = 2 \rangle \quad (2)$$

Жесткости ядер, вообще говоря, зависят от энергии возбуждения. В дальнейшем будут обсуждаться жесткости C , соответствующие низшим по энергии квадрупольным возбуждениям с энергией $\hbar\omega$:

$$C = \frac{5\hbar\omega}{2\beta^2} \quad (3)$$

Величина среднеквадратичной деформации в (3) может быть приближенно определена из сравнения экспериментальной вероятности $E2$ -перехода с оценкой вероятности в одночастичной модели:

$$W(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)_{coll.vib} = W_{sp} \cdot \frac{5Z^2}{4\pi} \beta^2. \quad (4)$$

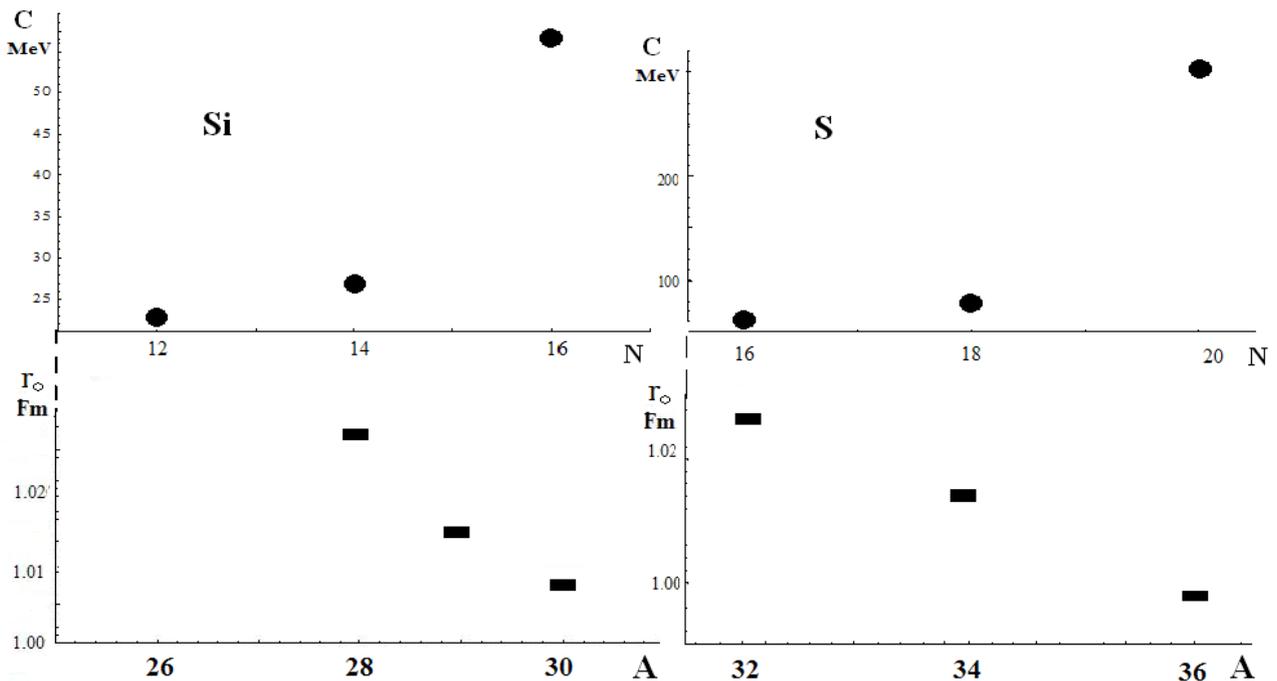
Расчет значений среднеквадратичных деформаций был проведен в работе [2] на основе экспериментальных исследований приведенных вероятностей

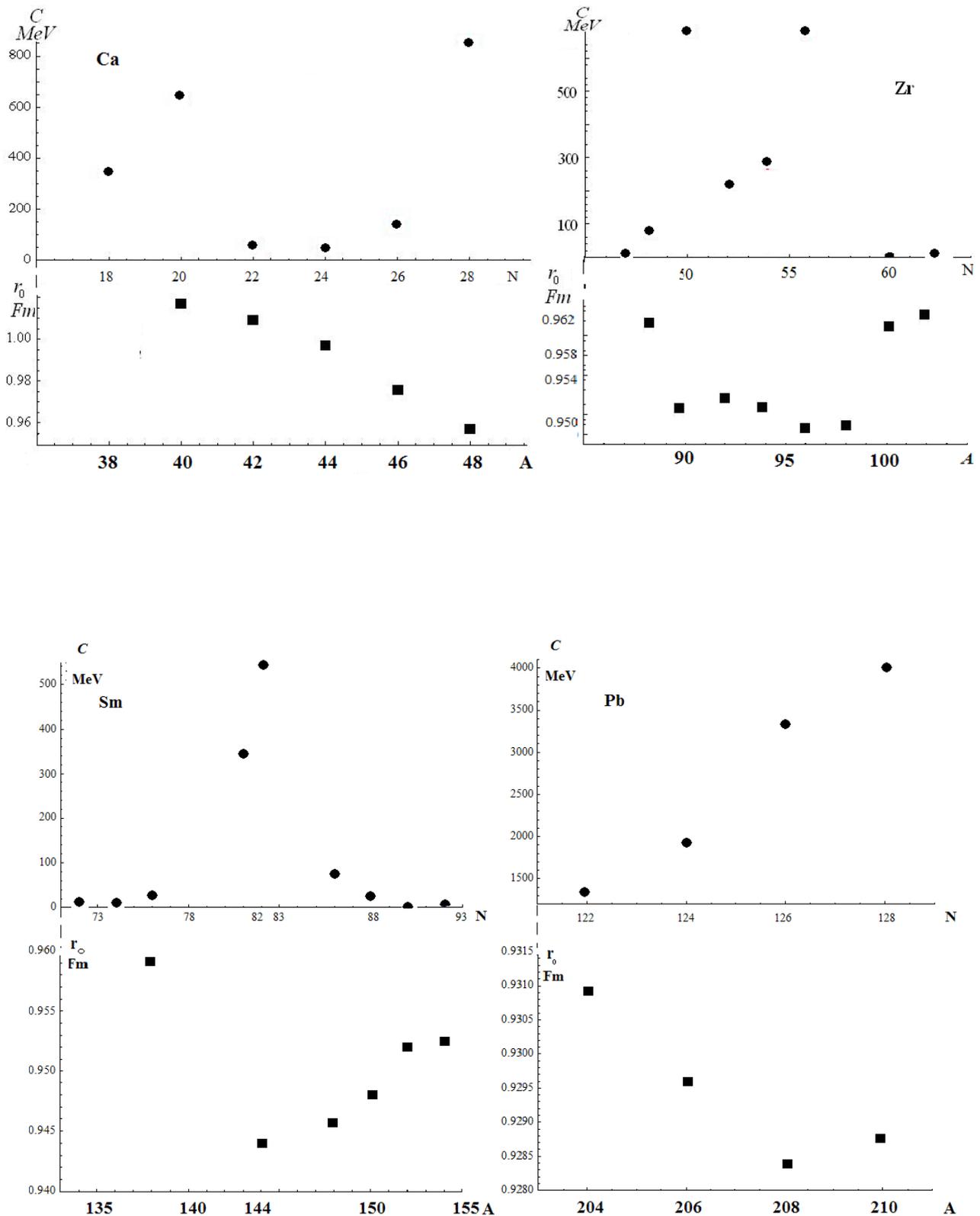
переходов $0^+ \rightarrow 2^+$ всех стабильных и части радиоактивных четно-четных ядер. Хотя эти результаты являются модельно зависимыми, разброс в оценках среднеквадратичных деформаций в разных моделях не превышает 20%. Целью данной работы являлось получение величин жесткостей четно-четных ядер на основе приведенных в [2] среднеквадратичных деформаций, и исследование корреляций между коллективными характеристиками четно-четных ядер и их оболочечной структурой.

Далее на рисунках приведены результаты расчетов жесткостей ряда четно-четных ядер совместно со значениями параметров r_0 [3] в формуле для зарядовых радиусов ядер.

На рисунках показана только часть результатов сравнения жесткостей изотопов одного элемента как функций числа нуклонов и параметров r_0 для этих ядер. Наиболее интересным результатом этого сравнения является корреляция высоких значений жесткостей и минимумов в значениях параметров r_0 . Поскольку нуклонная плотность ядер пропорциональна третьей степени этого параметра, уменьшение его значений соответствует сжатию ядерной материи, точнее говоря – ее протонной составляющей.

Все исследованные ядра с максимальными для данного изотопа жесткостями являются, в рамках модели оболочек, ядрами с замкнутыми нейтронными оболочками.





Помимо показанных на рисунке результатов, исследования корреляций значений жесткостей ядер C относительно квадрупольных колебаний и зарядовых радиусов аналогичный анализ был проведен также для изотопов C , Ti , Cr , Se , Kr , Sr , Mo , Ru , Sn , Te . Анализ оболочечной структуры ядер со значительно более высокими значениями жесткости по сравнению с другими четно-четно изотопами этого же элемента показывает, что эти факты являются, по-видимому, следствием эффекта поверхностного натяжения. Данные

поверхностные явления связаны с заполнением нейтронных оболочек в исследуемых ядрах. Особенно явственным эффект роста жесткости и уменьшения параметра r_0 проявляется в тех ядрах, где последовательно с малым энергетическим параметром заполняются 2 нейтронные оболочки.

Например,

$$\Psi\left({}^{30}_{14}\text{Si}\right) \approx \left| \Psi_{gr.st.}\left({}^{16}\text{O}\right)\left(1d_{5/2}\right)_p^6\left(1d_{5/2}\right)_n^6\left(2s_{1/2}\right)_n^2 \right|;$$

$$\Psi\left({}^{48}_{20}\text{Ca}\right) \approx \left| \Psi_{gr.st.}\left({}^{32}\text{S}\right)\left(1d_{3/2}\right)_p^4\left(1d_{3/2}\right)_n^4\left(1f_{7/2}\right)_n^8 \right|.$$

По-видимому, эффект тем выше, чем больше нейтронов во внешних нейтронных оболочках. Например, для Zr-96, свойства которого не менее «магические», чем Zr-90 [4], поверхностные оболочки содержат 16 нейтронов в конфигурациях $\left(1g_{9/2}\right)_n^{10}\left(2d_{5/2}\right)_n^6$. Близкие к «магическим» свойства ядра Sm-144 связаны с нейтронными подоболочками $\left(3s_{1/2}\right)_n^2\left(2d_{3/2}\right)_n^4\left(1h_{11/2}\right)_n^{12}$. Максимальным значением жесткости обладает, согласно проведенным оценкам, ядро Pb-210. Его внешним нейтронным подоболочкам, согласно ОМО, соответствуют конфигурации $\left(1h_{9/2}\right)_n^{10}\left(1i_{13/2}\right)_n^{14}\left(3p_{3/2}\right)_n^4\left(3p_{1/2}\right)_n^2\left(2f_{5/2}\right)_n^6\left(2g_{9/2}\right)_n^2$.

Корреляция максимальных значений жесткостей и минимальных значений параметра r_0 является проявлением поверхностных сил в ядре. Из анализа модели заряженной жидкой капли (см., например, [5]) следует, что жесткость ядер относительно квадрупольных колебаний связана с величиной поверхностного натяжения в ядре.

$$C = \left\{ 4R_0^2\sigma - \frac{3}{10\pi} \frac{e^2 Z^2}{R_0} \right\}, \quad (5)$$

Если для одного из ядер данного изотопа жесткость значительно выше, чем у других четно-четных ядер с тем же Z , характерное для него значение параметра поверхностного натяжения также является максимальным. Рост поверхностного натяжения приводит к увеличению давления на сферу (формула Лапласа, см., например, [6]):

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R}. \quad (6)$$

Увеличение поверхностного натяжения и вместе с тем увеличение давления на ядро, несмотря на слабую сжимаемость ядерной материи, приводит к минимальным значениям параметра r_0 .

1. И.Айзенберг, В.Грайнер. – Модели ядер. М. «Атомиздат», 1975
2. S. Raman, C.W. Nestor, JR., and P. Tikkanen, Atomic Data and Nuclear Data Tables 78 (2001) 1-128
3. <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain>
4. О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский. Известия РАН, сер.физ.Т.70 №5 (2006) с. 661
5. А.С. Давыдов, Теория атомного ядра. М.Физ-мат. лит,1958
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика: Т.VI. М.: Наука. 1986-736 с.

СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ НЕКОТОРЫХ АТОМНЫХ ПОДОБОЛОЧЕК В КВАДРУПОЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Е.И. Кузьмина^{1,2}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия;

²Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия
E-mail: k.kuzmina91@gmail.com

Введение

Наиболее вероятным процессом при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом в диапазонах вакуумного ультрафиолета (ВУФ) и мягкого рентгена является фотоэффект (фотоионизация). Повышенный интерес к этому процессу связан сейчас с быстрым развитием новых источников интенсивного коротковолнового излучения - лазеров на генерации высоких гармоник и введением в эксплуатацию первых рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ) [1,2]. Кроме огромной яркости электромагнитное излучение РЛСЭ отличается высокой монохроматичностью, настраиваемостью по длине волны и когерентностью подобно излучению оптических лазеров, а также чрезвычайно малой длительностью импульсов (вплоть до 10^{-14} – 10^{-15} с). Интенсивность импульсов РЛСЭ на много порядков превышает интенсивность предыдущих источников синхротронного излучения (СИ), что в перспективе дает возможность рентгеноструктурного анализа изолированных макромолекул и их нанокристаллов. При взаимодействии импульса РЛСЭ с образцом электронная плотность атомов, в отличие от экспериментов с “обычными” источниками СИ, успевает кардинально измениться за счет неупругих фотопроцессов, поэтому традиционные методы моделирования рентгеновской дифракции нуждаются в пересмотре. В таком новом моделировании необходим учет сечений фотоэффекта с разных оболочек атомов и ионов в ВУФ и мягком рентгеновском диапазоне [3,4]. С запуском РЛСЭ началось также изучение нелинейных фотопроцессов в рентгеновской области [5,6]. Знание амплитуд и сечений фотоионизации необходимо для исследования этих и других явлений, происходящих при воздействии коротких интенсивных рентгеновских импульсов с веществом.

В расчете сечений фотоионизации и угловых распределений фотоэлектронов при малых энергиях фотонов широко используется дипольное (E1) приближение [7], учитывающее только первый член разложения оператора взаимодействия электромагнитного излучения с атомом. В тоже время, в экспериментах по ионизации атомов с использованием пучков, генерируемых источниками СИ, наблюдались недипольные эффекты, связанные с интерференцией электрической дипольной (E1) и электрической квадрупольной (E2) амплитуд фотоионизации [8,9]. Это указывает на необходимость развивать теорию фотоионизации, учитывающую более высокие порядки мультипольности, для корректного описания процессов, генерируемых излучением РЛСЭ.

В настоящей работе рассчитаны квадрупольные (E2) сечения фотоионизации различных подоболочек атомов. Данные расчеты выполнены в приближении Хартри-Фока-Слетера. Основной задачей работы было найти относительный вклад квадрупольного слагаемого в полные сечения ионизации подоболочек в широкой области энергий фотонов и там, где возможно, провести сравнение с результатами, полученными в более точных приближениях, с целью определить область применимости приближения Хартри-Фока-Слетера.

Теория недипольных эффектов

Взаимодействие электромагнитного поля с системой описывается оператором (формула для случая одного электрона) [10]:

$$\hat{V}(\vec{r}, t) = -\frac{e}{mc}(\vec{p} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t)) + \frac{e^2}{2mc^2} \vec{A}^2(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где $\vec{p} = -i\hbar\nabla$ - импульс электрона, m - масса электрона, e - заряд электрона, \vec{r} - радиус-вектор электрона, t - время, c - скорость света; член с A^2 обычно мал, им в данной работе мы пренебрегаем. Раскладываем компоненту векторного потенциала в ряд по $(\vec{k}\vec{r})$

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{\varepsilon} e^{i(\vec{k}_\omega \vec{r} - \omega t)} \approx \vec{\varepsilon} e^{-i\omega t} (1 + i\vec{k}_\omega \vec{r} + \dots) \quad (2)$$

и для условия $k_\omega \cdot L \ll 1$, где L - размер атома, получаем наиболее значимые слагаемые оператора взаимодействия (1):

$$\hat{V}(\vec{r}, t) \Rightarrow -e^{-i\omega t} \frac{e}{mc} \left((\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p}) + i \frac{\omega}{c} (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p})(\vec{k}_\omega \cdot \vec{r}) + \dots \right), \quad (3)$$

где $\vec{\varepsilon}$ - поляризация излучения, \vec{k}_ω - волновой вектор фотона, ω - частота. Первый член в (3) представляет собой электрическую дипольную компоненту (E1) оператора взаимодействия:

$$\hat{D} = -\frac{e}{mc} (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p}) = -i \frac{e\omega}{c} (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{r}), \quad (4)$$

а второй приводит к электрической квадрупольной (E2) и магнитной дипольной (M1) компонентам, соответственно,

$$\hat{Q} = -i \frac{e\omega}{mc^2} (\{\vec{k}_\omega \otimes \vec{\varepsilon}\}_2 \cdot \{\vec{r} \otimes \vec{p}\}_2) = \frac{e\omega^2}{2c^2} (\{\vec{k}_\omega \otimes \vec{\varepsilon}\}_2 \cdot \{\vec{r} \otimes \vec{r}\}_2); \quad (5)$$

$$\hat{M} = -i \frac{e\omega}{2mc^2} (\left[\vec{k}_\omega \times \vec{\varepsilon} \right] \cdot \left[\vec{r} \times \vec{p} \right]) = -\frac{ie\omega}{2mc^2} (\left[\vec{k}_\omega \times \vec{\varepsilon} \right] \cdot \hat{l}). \quad (6)$$

В формуле (5) используется стандартное обозначение для тензорного произведения двух векторов [11]. При рассмотрении в электрическом дипольном приближении (E1 переходы) учитывается только первый член разложения в (2), а при рассмотрении эффекта в квадрупольном электрическом приближении, соответственно, первый и второй (E2 переходы) члены.

Известно, что магнитные дипольные амплитуды перехода в континуум пренебрежимо малы по сравнению с электрическими квадрупольными амплитудами [12].

Полное сечение фотоионизации в одноконфигурационном приближении описывается формулой [9]:

$$\sigma_{n_0 l_0} = \frac{4\pi^2 \alpha}{3} m^2 \frac{1}{\hbar^2} v_e N_{n_0 l_0} \omega \cdot \left(\sum_l (l_0 0 1 0 | l 0)^2 |D_{l_0 \rightarrow E, l}|^2 + \frac{\omega^2 \alpha^2}{20} \sum_l (l_0 0 2 0 | l 0)^2 |Q_{l_0 \rightarrow E, l}|^2 \right), \quad (7)$$

где $N_{n_0 l_0}$ - количество электронов на подоболочке $n_0 l_0$, α - постоянная тонкой структуры, $(l_0 0 \lambda 0 | l 0)$ - коэффициенты Клебша-Гордона, l_0 - орбитальное квантовое число начального состояния электрона, l - орбитальное квантовое число конечного состояния электрона, E - энергия фотоэлектрона, v_e - скорость электрона, а электрическая дипольная компонента $D_{l_0 \rightarrow E, l}$ и электрическая квадрупольная компонента $Q_{l_0 \rightarrow E, l}$ выражаются через радиальные интегралы

$$D_{l_0 \rightarrow E, l} = \int_0^{\infty} r^2 dr \cdot f_{El}^*(r) r g_{n_0 l_0}(r), \quad (8)$$

$$Q_{l_0 \rightarrow E, l} = \int_0^{\infty} r^2 dr \cdot f_{El}^*(r) r^2 g_{n_0 l_0}(r). \quad (9)$$

В формулах (7) и (8) введены следующие обозначения: $f_{El}(r)$ - радиальная волновая функция электрона в непрерывном спектре, $g_{n_0 l_0}(r)$ - радиальная волновая функция начального дискретного состояния электрона. При больших

значениях r : $f_{El}(r) \rightarrow \sqrt{\frac{1}{\pi k}} \sin(kr - \frac{\pi l}{2} + \eta \ln 2kr + \delta_{El}^C)$, где $\eta = \frac{Ze^2}{\hbar v_e}$, Z -

заряд остаточного иона, δ_{El}^C - кулоновская фаза, $k = \frac{1}{\hbar} |\vec{p}|$ - абсолютное значение волнового вектора электрона.

Приближение Хартри-Фока основано на предположении, что каждый электрон движется в потенциале, создаваемом ядром и средним потенциалом всех других электронов. Это предположение приводит к модели независимых частиц, что сводит многоэлектронную задачу к задаче решения системы связанных одноэлектронных уравнений. Учет принципа Паули приводит к появлению в уравнениях Хартри-Фока обменного потенциала и к необходимости для нахождения волновых функций электронов решать систему интегро-дифференциальных уравнений. Простым и вместе с тем удачным приближением для учета обмена является локальный обменный потенциал Слетера. Обменный потенциал Слетера выражается через электронную плотность следующим образом [4]:

$$v(r) = -\frac{3}{2} \left[\frac{3}{\pi} \rho(r) \right]^{1/3}, \quad (10)$$

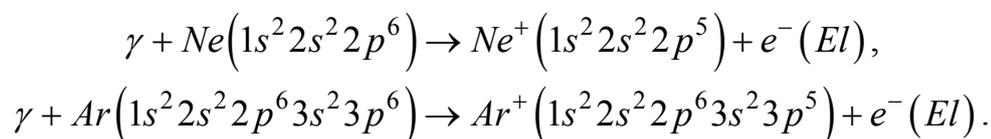
где $\rho(r)$ - электронная плотность.

Уравнение Шредингера для нахождения волновых функций электрона в дискретном и непрерывном спектрах решается нами в рамках модели Хартри-Фока-Слетера. Расчеты атомной структуры в приближении Хартри-Фока-Слетера намного проще, чем в модели Хартри-Фока.

Результаты и обсуждение

В качестве исследуемых атомов были выбраны атомы инертных газов неон и аргон, как одни из наиболее удобных объектов измерений, в частности, при исследовании нелинейных эффектов, и атомы углерода, азота, кислорода, как основные составляющие биомолекул.

В качестве примера рассмотрим фотоионизацию атомов Ne и Ar из внешних оболочек. В результате фотоэффекта на атомах Ne или Ar электроны из дискретных $2p$ или $3p$ состояний переходят в состояния с непрерывным спектром.



Орбитальное квантовое число при дипольных переходах меняется на единицу ($l=0, 2$), а при квадрупольных переходах не меняется ($l=1$) или меняется на двойку ($l=3$).

На рис. 1 представлены результаты расчетов парциальных сечений фотоионизации для атома Ne в дипольном приближении. Расчеты были проведены в двух моделях – в модели Хартри-Фока-Слетера и в модели Хартри-Фока. Результаты, полученные в двух моделях, находятся в хорошем согласии.

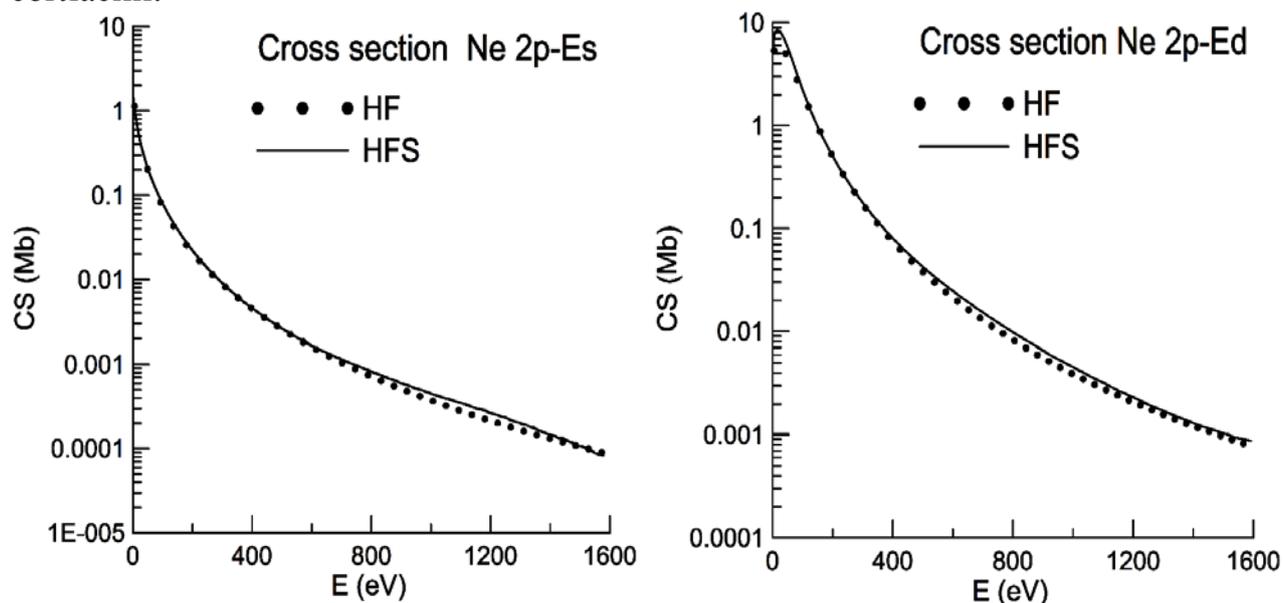


Рис.1 Зависимости парциальных сечений фотоионизации от энергии фотоэлектронов для атома Ne в дипольном приближении. HF – модель Хартри-Фока, HFS – модель Хартри-Фока-Слетера.

Также были проведены расчеты парциальных сечений с учетом только квадрупольных ($E2$) переходов. На рис. 2 представлены результаты этих расчетов для атома Ar. Для квадрупольных сечений фотоионизации результаты двух моделей хорошо согласуются в широкой области энергий. График для сечения фотоэффекта для Ar при переходе электрона в Ef состояние показывает куперовский минимум, обусловленный прохождением через нуль радиальной части соответствующего квадрупольного матричного элемента (9) для данного перехода как функция энергии фотоэлектрона. В области куперовского минимума сечения обычно крайне чувствительны к модели. Показательно, что и в области куперовского минимума результаты, полученные в моделях Хартри-Фока-Слетера и Хартри-Фока, очень близки.

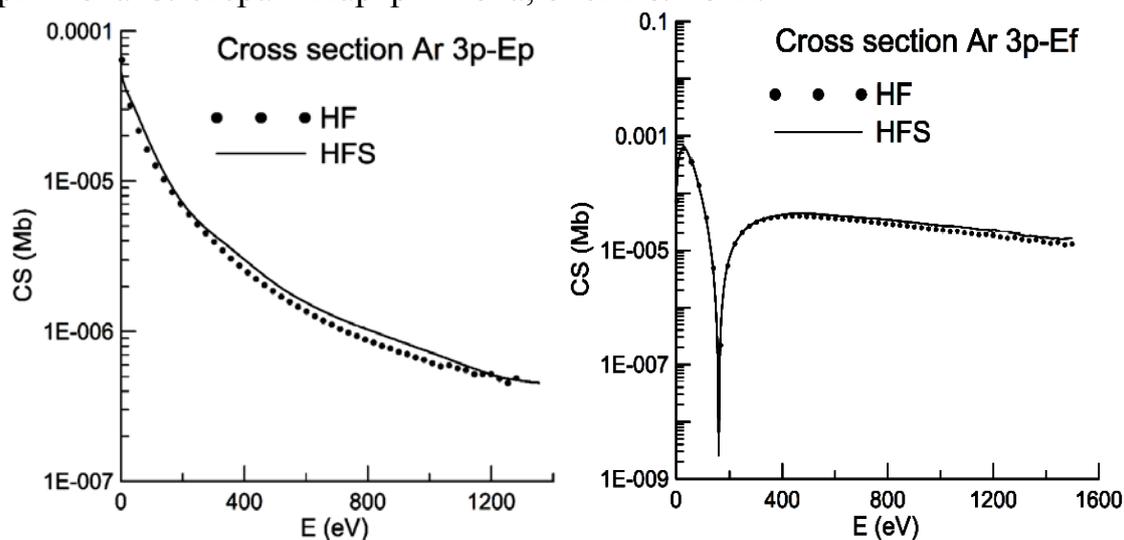


Рис.2 Зависимости парциальных квадрупольных ($E2$) сечений фотоионизации от энергии фотоэлектронов для атома Ar. HF – модель Хартри-Фока, HFS – модель Хартри-Фока-Слетера.

На рис. 3 представлены дипольные и квадрупольные сечения фотоионизации 1s оболочек атомов C, N и O до энергий фотоэлектрона 10 кэВ. Пороги ионизации 1s оболочек для атомов C, N и O составляют, соответственно, 290.9 эВ, 404.6 эВ и 536.8 эВ. Даже при энергиях фотоэлектрона около 10 кэВ вклад дипольных переходов в полное сечение фотоионизации более чем на порядок превышает вклад от квадрупольных переходов.

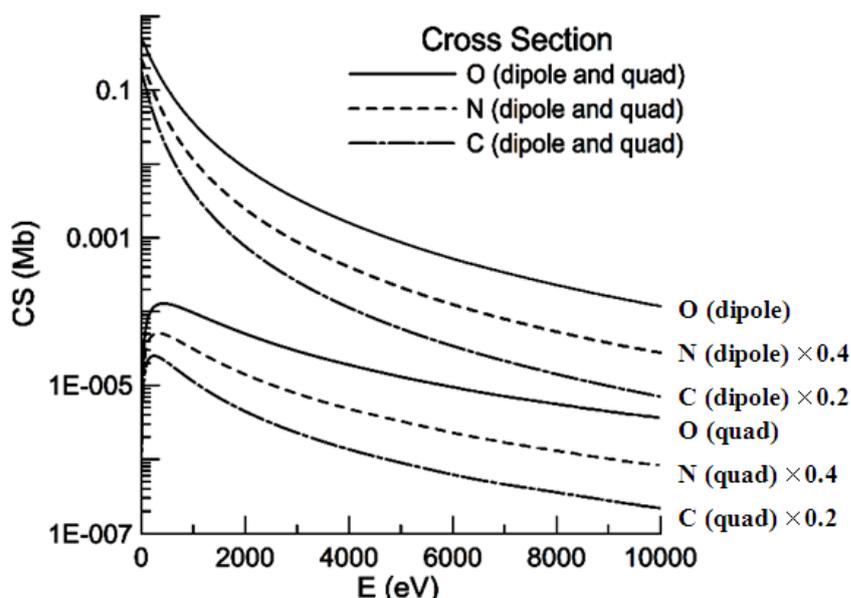


Рис.3 Зависимости сечений фотоионизации из внутренней $1s$ оболочки атомов C, N и O от энергии фотоэлектронов в дипольном приближении и с учетом только квадрупольных ($E2$) переходов. Результаты получены в модели Хартри-Фока-Слетера.

Заключение

В работе были рассчитаны парциальные сечения фотоионизации для атомов инертных газов Ar и Ne. Было показано, что для расчета, как дипольных сечений, так и квадрупольных сечений фотоионизации для данных атомов в интересующей нас области энергий можно использовать приближение Хартри-Фока-Слетера вместо более сложного приближения Хартри-Фока. Найдены квадрупольные сечения фотоионизации для атомов C, N и O, входящих в состав биомолекул, до энергий фотоэлектрона 10 кэВ. Из анализа полученных результатов можно сделать вывод, что вклад квадрупольной составляющей в полное сечение фотоионизации незначителен. Однако влияние квадрупольных переходов на угловые распределения фотоэлектронов может быть заметно, так как эти распределения чувствительны к интерференции $E1$ и $E2$ переходов.

Хочу выразить свою благодарность А.Н. Грум-Гржимайло и Е.В. Грызловой за помощь, оказанную при подготовке данной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых российских ученых-кандидатов наук МК-6509.2012.2 и гранта №12-02-01123 Российского фонда фундаментальных исследований.

1. V. Ayvazyan et al., *Phys. Rev. Lett* **88**, 10, 2002.
2. W.A. Barletta et al, *Nucl. Instrum. Methods. Sec. A* **618**, 69–96, 2010.
3. В.Ю. Лунин и др., *Математическая биология и биоинформатика*, Т. 8. № 1, 93–118. 2013.
4. S.-K. Son, L. Young, R. Santra, *Phys. Rev. A* **83**, 033402(1)–033402(11), 2011.
5. N. Berrah et al., *J. Mod. Opt.*, **57**, 1015-1040, 2010.
6. V. Rudek et al., *Nature Photonics*, **6**, 858-865, 2012.
7. Г. Бете, Э. Солпитер, “Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами”, М.: Физматлит., 1960.
8. O. Hemmers et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30**, L727, 1997.

9. A. Derevianko, W.R. Johnson and K.T. Cheng, *At. Data and Nuc. Data Tables* **73**, 153, 1999.
10. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский, ‘Квантовая электродинамика’, Москва, Наука, 1989.
11. Д.А. Варшалович, Н.А. Москалев, В.К. Херсонский, ‘Квантовая теория углового момента’, Москва, Наука, 1975.
12. И.И. Собельман, ‘Введение в теорию атомных спектров’, М.: Физматлит., 1963.

АКУСТИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРИНО

Д.С. Бецис

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, 5 курс
E-mail: dasha-integral@yandex.ru

Акустическое детектирование широких атмосферных ливней с использованием гидрофонов, погруженных в большие объемы воды, хотя и было предложено много лет назад советским ученым Аскарьяном [1], до сих пор еще не реализовано как эффективный принцип детектирования космических лучей. Тем не менее, эта техника была проверена на меньшем масштабе с использованием пучков заряженных частиц. Кроме того, в настоящее время существуют передовые технологии для акустической локации. Поэтому представляется перспективным развивать данную технику в больших масштабах для детектирования высокоэнергетичных нейтрино.

Существует несколько предложенных механизмов возникновения в воде (или другой плотной среде) акустического импульса при взаимодействии с ней высокоэнергетичной заряженной частицы. Самым обоснованным и доминирующим является термоакустический механизм.

Адронные и электромагнитные каскады, образованные в результате прохождения нейтрино из космических лучей (больше 10^{10} ГэВ) через среду, могут выделить в нее достаточно тепловой энергии для создания звуковых сигналов. [2] Так как скорость звука в воде намного меньше, чем скорость распространения ливня, энерговыделение по длине каскада можно считать квази-мгновенным, что приводит к акустически

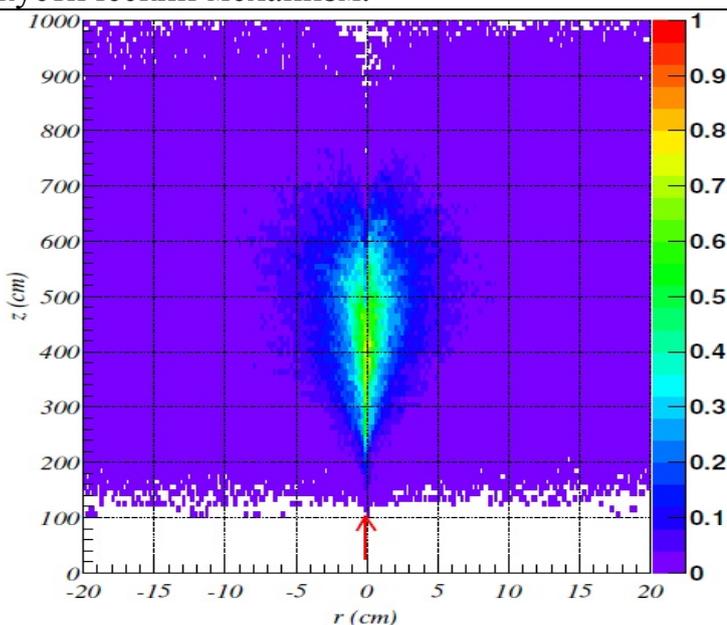


Рис.1. Распределение температуры в воде при взаимодействии с электромагнитным каскадом, компьютерное моделирование. [3]

линейной модели источника. На больших расстояниях от него в плоскости, перпендикулярной оси ливня, акустическое возмущение является когерентным, что приводит к большой амплитуде импульсов давления. Величина импульса давления быстро падает при отдалении от этой плоскости.

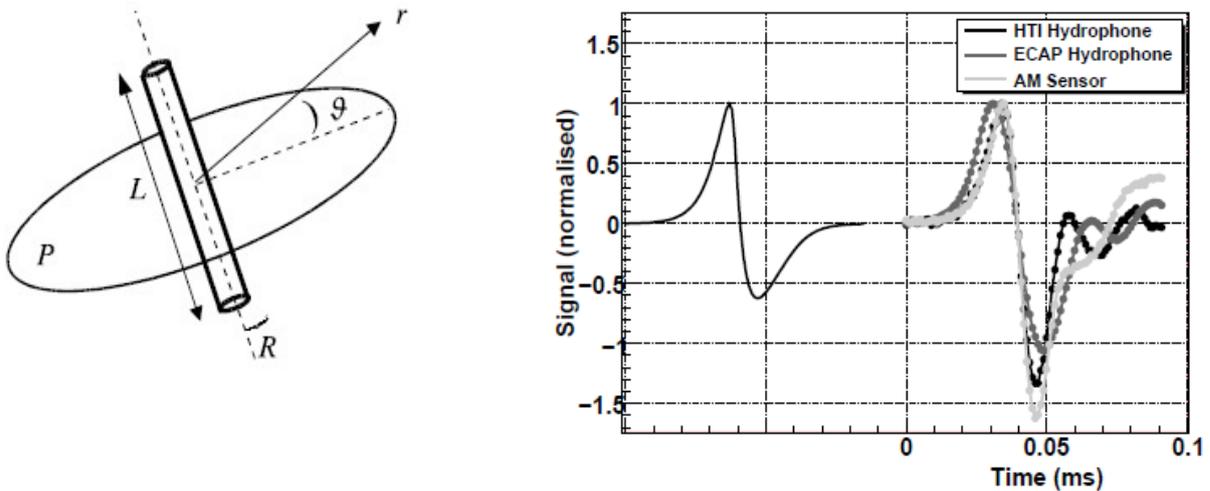


Рис.2. Геометрия распространения сигнала (слева) и форма импульса (справа), зарегистрированная на разных акустических сенсорах детектора AMADEUS.

Импульс имеет характерную биполярную форму. Так как его энергия сконцентрирована в небольшом диапазоне углов перпендикулярно к направлению распространения ливня (в плоскости диска), то массив гидрофонов сможет реконструировать расположение ливня и его направления, определяя эту плоскость.

Важным преимуществом использования акустических датчиков в воде является то, что длина затухания звукового сигнала от каскада, вызванного космическими лучами, составляет порядка километра для частоты 20 – 30 кГц в морской воде, а в пресной – в десятки раз больше. Это позволяет использовать огромные объемы воды с небольшими затратами, так как можно ставить детектирующие устройства дальше друг от друга, чем в радио или оптических черенковских детекторах.

Наиболее разработанной является технология регистрации импульсов давления пьезоэлементами, которые при включении их в электрическую цепь дают импульс тока из-за деформации и поляризации кристалла (или некристаллического пьезоэлемента). Импульс тока проверяется триггерами и записывается в виде цифрового сигнала. Второй тип регистрирующих устройств – оптоволоконные гидрофоны. Принцип работы заключается в том, что на упругий деформируемый цилиндр намотано оптоволокно, а этот цилиндр в свою очередь надет на жесткий каркас. Оптоволоконная катушка гидрофона соединена светопроводом с импульсным лазером, запускающим по нему световые импульсы с периодом, за который каждый отдельный импульс проходит туда и обратно всю длину гидрофона. На входе гидрофона и другом его конце стоят зеркала Брэгга, от которых частично отражаются лазерные импульсы. Отраженные импульсы регистрируются фотоприемником и в недеформированном состоянии отраженный от дальнего конца гидрофона импульс должен прийти на в фазе со следующим, отраженным от зеркала на

входе. Волна давления деформирует упругий цилиндр, меняется световой путь в оптоволокне и возникает интерференция между импульсами. Регистрируя ее, можно получить данные об амплитуде акустической волны.

Дадим краткий обзор экспериментов по акустическому детектированию нейтрино, как уже завершенных, так и действующих, и находящихся на этапе проектирования.

- 1) Deep Underwater Muon And Neutrino Detection (DUMAND) [4] – существовал с 1976 по 1995 год. Первый нейтринный глубоководный телескоп, на глубине 4800 метров недалеко от Гавайских островов. Основная идея этого детектора состояла в том, чтобы регистрировать акустические волны, возникающие при ударе адронного или электромагнитного каскада о поверхность океана.
- 2) Study of Acoustic Ultrahigh-energy Neutrino Detection (SAUND) [5] – расположен на морском дне, недалеко от Багамских островов. Проект реализовывался в две стадии. На первой (SAUND 1) установка содержала 7 гидрофонов на глубине около 1100 м. Сбор данных проводился в течение 195 дней. На второй стадии объем детектора был значительно расширен, начало работы второй стадии – 2006 год.
- 3) Acoustic COsmic Ray Neutrino Experiment (ACORNE) [3] – установлен на военном массиве гидрофонов Рона в Шотландии.
- 4) Acoustic Positioning System (APS) – система, включенная в проект KM3NeT.
- 5) Geological Exploration Neutrino Induced Underwater Sound (GENIUS) [1] – проект применения пучков нейтрино в геофизике. Сформированный на сверхмощном ускорителе, пучок проходит значительное расстояние в Земле. По мере распространения он генерирует акустическое излучение. Импульсы могут быть зарегистрированы решеткой приемников на поверхности Земли или в воде. Фиксируя изменения акустического сигнала вдоль трассы пучка, можно получить информацию о типе пород и полезных ископаемых на довольно больших глубинах в Земле.
- 6) South Pole Acoustic Test Setup (SPATS) [6] – Тестовый акустический детектор в составе эксперимента IceCube. Разработка проекта была начата в 2005 году, а в январе 2007 года были успешно установлены и развернуты три струны детектора (A, B, C). В летний сезон 2007-2008 года была установлена четвертая струна (D) эксперимента. На каждой струне крепятся по 7 акустических модулей.
- 7) Sea Acoustic Detector of Cosmic Objects (SADCO) [7] – проект нейтринного телескопа в рамках эксперимента NESTOR в Ионическом море. Тестовая конструкция была установлена около Камчатки. Массив состоял из 2400 гидрофонов, расположенных на морском шельфе и соединенных кабелем с электронным оборудованием на берегу.
- 8) ANTARES Modules for Acoustic Detection Under the Sea (AMADEUS) в Средиземном море [8] – расположен на глубине более 2000 метров. Строительство установки было завершено в 2008 году. Она состояла из

шести "акустических модулей", каждый включал в себя шесть датчиков, на расстоянии около 1 метра друг от друга. Расстояние между модулями составляет от 15 до 340 метров.

- 9) Прототип акустического детектора в рамках нейтринного эксперимента на озере Байкал [9] – в апреле 2004 года четырехканальная акустическая антенна была запущена на глубине около 100 метров на структурной линии телескопа NT200+. Этот детектор рассматривается как прототип будущего подводного акустического телескопа.
- 10) Ocean Noise Detection Experiment (NEMO- OvDE) [10] – детектирующая система в рамках проекта NEMO, работала с января 2005 по ноябрь 2006 года. Состояла из 4 синхронизированных гидрофонов на глубине 2000 м в 25 км от берега, детектировавших акустические волны в диапазоне 10 Гц – 40 кГц.
- 11) NEMO Phase II – Acoustic Positioning and Acoustic Physics [10] – Детектор представляет собой вертикальную башню из 64 оптических элементов на 16 этажах общей высотой 750 м, помимо них содержал еще 34 гидрофона для системы акустического позиционирования.

В ходе перечисленных экспериментов наблюдались акустические импульсы различной амплитуды и формы, в том числе биполярной. Были изучены свойства фона и разработан алгоритм выделения нейтринных сигналов по форме и направлению распространения. Также разрабатывается возможность гибридного детектора, в котором используется и акустический, и оптический метод.

1. Л.М. Лямшев. Радиационная акустика. Соросовский образовательный журнал, №5, 1999. Стр. 98-104.
2. Г.А. Аскарьян, Б.А. Долгошеин. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах. Академия наук СССР. Физический институт им. П.Н.Лебедева. Препринт №160. Москва 1976.
3. J. Allen, R. Binns, S.L. Danaher et al. ACORNE: Acoustic COsmic Ray Neutrino Experiment. http://reference.kfupm.edu.sa/content/a/c/acorne_acoustic_cosmic_ray_neutrino_exp_88558.pdf
4. John G. Learned. Acoustic Detection of EAS in DUMAND. University of Hawaii, 18 June 1986.
5. Justin Vandenbroucke. Acoustic UHE Neutrino Detection in Water: Lessons from SAUND AMANDA. IceCube Collaboration Meeting Bartol Research Institute, University of Delaware March 24, 2004.
6. A. Justin. Acoustic detection of astrophysical neutrinos in South Pole ice. <http://arxiv.org/pdf/1201.0072.pdf>
7. L. G. Dedenko и др. SADCO: Hydroacoustic Detection of Super-High Energy Cosmic Neutrinos. <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9705189v1.pdf>
8. Lahmann, on behalf of the ANTARES Collaboration. Status and Recent Results of the Acoustic Neutrino Detection Test System AMADEUS. <http://arxiv.org/pdf/1104.3041v1.pdf>
9. K. Antipin, V. Aynutdinov, V. Balkanov и др. A prototype device for acoustic neutrino detection in Lake Baikal. July 2007. <http://arxiv.org/pdf/0710.3113v2.pdf>
10. Giorgio Riccobene. Acoustic Detection. INFN-LNS, 2008.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ КОНИЧЕСКОГО МИКРОПАПИЛЛЯРА ДЛЯ СОЗДАНИЯ МИКРОПУЧКА

А.В. Журухина

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: zhav15@mail.ru

До последнего времени скользящее взаимодействие пучка ионов с поверхностью диэлектрика не изучалось. Такое взаимодействие обладает удивительным свойством самоорганизации поверхностного заряда. Дело в том, что при накоплении плотности заряда, достаточной для отклонения ионов от поверхности изолятора, прекращается ее дальнейшая зарядка (рис.1). Заряд, стекающий с поверхности, компенсируется новыми ионами, сталкивающимися с поверхностью изолятора. Часть пучка ионов поддерживает заряд стенки, а другая часть пучка проходит без соприкосновения с диэлектриком (рис. 2). Таким образом, практически все частицы, которые проходят через капилляр, не испытывают потерь энергии и перезарядки. В последние годы проведен ряд экспериментов, которые подтвердили возможность транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов без потери энергии и без изменения начального зарядового состояния. Перспектива использования таких диэлектрических каналов представляет большой практический интерес, т.к. не требует громоздких, потребляющих энергию магнитных или электростатических систем ионной оптики.

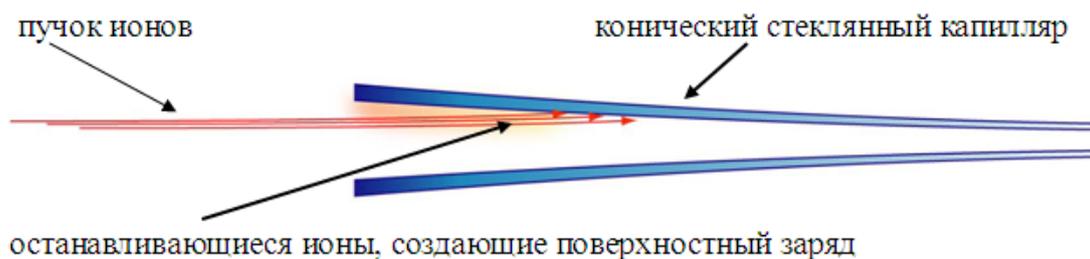


Рис 1. Иллюстрация зарядки стенок капилляра.

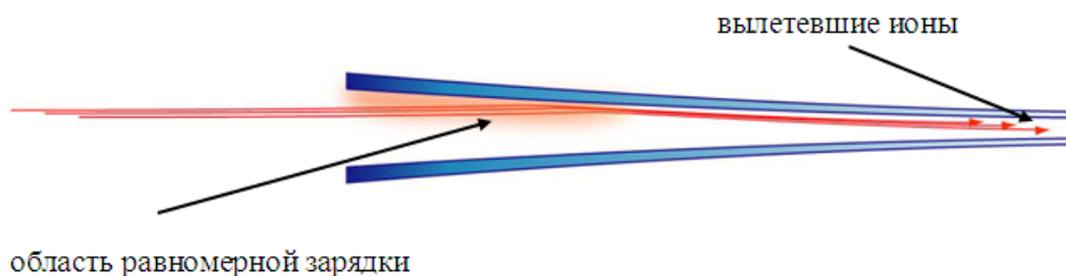


Рис 2. Прохождение ионов без соприкосновения со стенкой.

Интересен процесс прохождения ионов через конический капилляр. В этом случае происходит увеличение плотности тока в пучке, и можно получить пучок, сфокусированный до микронного размера.

Одно из важных применений конического капилляра - это возможность исследования живых биологических клеток. Через конический капилляр можно вводить пучок ионов в клетку, если закрыть выходное отверстие тонким окном (рис. 3).

На третьем рисунке проиллюстрирован эксперимент с реальной биологической клеткой HeLa. Ядро клетки было помечено флуоресцирующим зелёным протеином. Клетку бомбардировали ионами He^{2+} с энергией 4 МэВ. На фотографиях 3(a) и 3(b) показаны флуоресцентные изображения ядра до и после прохождения пучка. Твёрдые линии показывают контур капилляра, и пунктирные - контур пучка. На фотографиях 3(c) и 3(d) показаны те же 3(a) и 3(b), фотографии только в фазовом контрасте. В 3(c) и 3(d) капилляр находится вдали от клетки, чтобы предотвратить слипание.

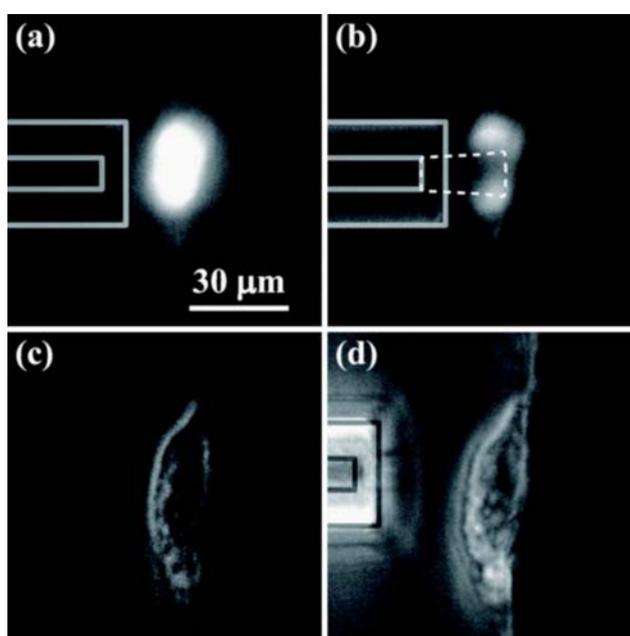


Рис 3. Опыт, иллюстрирующий прохождение ионов в среду через тонкое окно.

В частности, такой капилляр позволяет провести запланированный в НИЯФ эксперимент по изучению действия на живую клетку акустических ударных волн, возникающих при прохождении заряженных частиц с высокой величиной линейной передачи энергии (ЛПЭ) в среде, в которую погружена клетка. Возникновение ударных волн было предсказано Г.А. Аскарьяном. По его оценкам, давление ударной волны может быть достаточно большим на расстояниях, существенно превышающих область ионизации в треках частиц с высокими величинами ЛПЭ. И возможно, что часть повреждений клеток в радиобиологических экспериментах с тяжелыми ионами, в частности, на спутниках, когда прохождение частицы сквозь клетку не регистрировалось трековыми детекторами, было обусловлено именно ударными волнами. Сколько-нибудь детальные исследования этого вопроса на данный момент отсутствуют. Возможность повреждения клеток при прохождении тяжелых

заряженных частиц, когда их треки минуют клетку на каком-то расстоянии, важна в практике радиационной терапии с использованием пучков тяжелых частиц.

Кроме того, есть еще важная область использования конического диэлектрического капилляра, связанная с тем, что он позволяет фокусировать пучок ускоренных ионов и обеспечивает ток, достаточный для получения измеряемого выхода продуктов ядерной реакции или характеристического рентгеновского излучения с площади микронного размера.

В НИЯФ МГУ при изготовлении конического капилляра использовался стандартный заводской прибор Microprocessor-controlled micropipette puller – это прибор для вытягивания микропипеток, применяющихся в биохимических исследованиях.



Рис 4. Microprocessor-controlled micropipette puller.

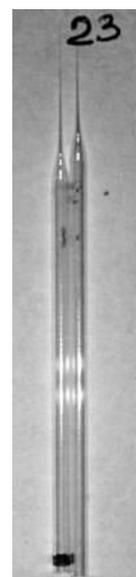


Рис 5. Вытянутый до микронного размера капилляр.

Исходный капилляр имеет внешний диаметр 1,5 мм и внутренний 1,15 мм. Материал капилляра - натриево - кальциево силикатное стекло. В результате были получены следующие результаты: внутренний диаметр выходного отверстия конического капилляра - 1,55 мкм и внешний диаметр - 4,15 мкм (рис.6).

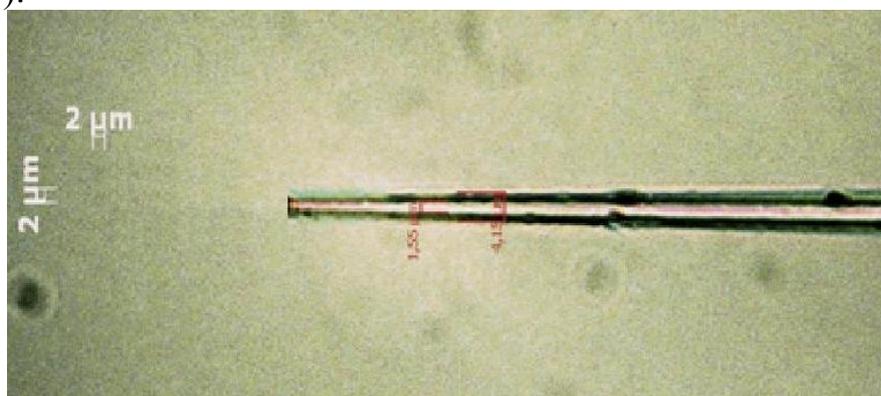


Рис 6. Фотография диэлектрического капилляра под микроскопом

Процессы, которые требуются для изготовления микропипеток, являются для всех pullers одинаковыми, но PUL -100 удобен в использовании, так как позволяет гибко менять значения параметров, определяющих характеристики конического капилляра. Стекланный капилляр удерживается зажимами, установленными на двух подвижных каретках с подшипниками, которые перемещаются по стержням из нержавеющей стали. Двумя каретками можно управлять вручную для удобства установки капилляра в прибор. При изменении параметра HEAT меняется подача тепла, которое подается на капилляр. Регулируя параметр нагрева, мы можем получить необходимый конус капилляра. В начале работы необходимо делать калибровочный тест, который используется для оценки параметров создаваемого капилляра или новой нити. Новый исходный капилляр может иметь отличные рабочие температуры в зависимости от состава или диаметров капилляра и толщины стенки. Вытягивание каждого капилляра может проходить в несколько этапов, от 1 до 4-х. Для вытягивания капилляра, показанного на рис. 5, были использованы следующие величины:

Таблица1. Значения программы для получения пипетки.

| Pgm | Line | Heat | Pull | Trip | Delay |
|------|------|------|------|------|-------|
| 23/5 | 1 | 920 | 0 | 60 | 100 |
| | 2 | 893 | 85 | 60 | 90 |
| | 3 | 790 | 120 | 100 | 0 |

Получение микронных пипеток (рис.5) необходимо для того, чтобы с легкостью можно было проникать в живые клетки, не сдавливая или сплющивая их. Таким образом, с помощью такого конуса можно исследовать влияние облучения отдельных элементов живой клетки. Также такие конические капилляры с окном позволяют проводить облучение биологического объекта, находящегося в жидкости.

1. К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, В.П.Петухов, Г.П. Похил, В. Б. Фридман, А.Ф. Тулинов. Транспортировка и фокусировка пучков заряженных частиц помощью диэлектрических каналов. Известия РАН. Серия физическая, 2006, том 70, №6.
2. Ion irradiation in liquid of μm^3 region for cell surgery, Yoshio Iwai, Tokihiro Ikeda, Takao M. Kojima, and Yasunori Yamazaki, Kazuhiro Maeshima and Naoko Imamoto, Tomohiro Kobayashi, Takuya Nebiki and Tadashi Narusawa, Grigory P. Pokhil.
3. Проект гранта РФФИ 13-02-00949-а

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ С МАГНИТНЫМ ЗЕРКАЛОМ

Л.Ю. Овчинникова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцина МГУ имени М. В. Ломоносова

E-mail: lub.ovch@yandex.ru

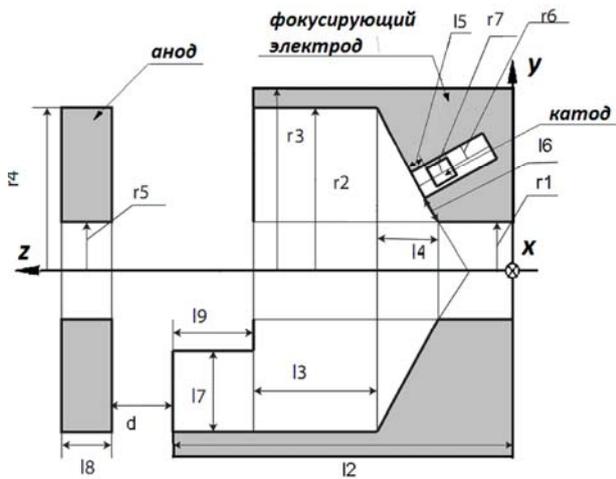
Целью настоящей работы является выбор конструкции и расчет электронной пушки для ускорителя с магнитным зеркалом. Необходимость вывода отраженного и повторно ускоренного пучка из такого ускорителя исключает возможность помещения катода пушки на ось структуры. Пушка с кольцевым катодом в силу большого эмиттанса, генерируемого ею пучка, не позволит совершить ускорение с малыми потерями тока. За основу конструкции пушки, рассматриваемой в данной работе, взята конструкция с внеосевым размещением катода, описанная в [1]. Пушка такой конструкции может также применяться в мощных ускорителях электронов с ускоряющей структурой на стоячей волне для предотвращения эффекта обратной бомбардировки катода электронами, не захваченными в режим ускорения.

Требования к характеристикам пушки, представленные в таблице 1, определяются требованиями динамики пучка в ускоряющей структуре и необходимостью размещать пушку в вакуумной камере малых размеров. Заметное отклонение значений этих параметров, от значений параметров, приведенных в Таблице 1, приведет к частичной или полной потере пучка в процессе ускорения.

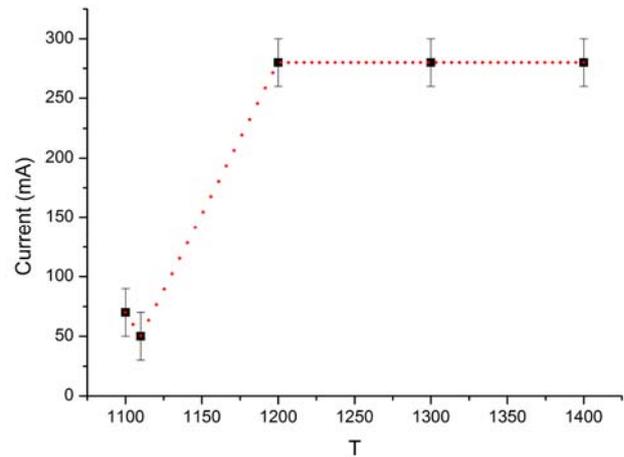
Таблица 1. Параметры электронной пушки.

| Параметр | Величина |
|--|------------|
| Кинетическая энергия электронов инжекции | 25кэВ |
| Радиус эмитирующей области | 3мм |
| Ток пучка | 250мА |
| Среднеквадратичный радиус пучка в первой ускоряющей ячейке | <1мм |
| Отклонение пучка от оси на входе в 1-ю ячейку | <0.1мм |
| Угол наклона траектории к оси на входе в 1-ю ячейку | <10 мрад |
| Радиус анодного отверстия | 5мм |
| Нормализованный эмиттанс | <4 мм*мрад |
| Расстояние от края анода до входа в 1-ю ячейку | 15.75мм |
| Диаметр фокусирующего электрода, не более | 60 мм |

Конструкция пушки, состоит из фокусирующего электрода и анода (Рис. 1), которые вместе создают трехмерное электрическое поле, позволяющее вывести пучок по заданной траектории, сфокусировать его и обеспечить нужное значение тока эмиссии. В случае смещения катода относительно оси ускоряющей структуры возникает эффект экранировки электрического поля фокусирующим электродом, который уменьшает плотность эмиссионного тока и создает дополнительную сложность в обеспечении необходимого значения тока при разработке и оптимизации пушки.



(а)



(б)

Рис. 1 Электронная пушка для ускорителя электронов с магнитным зеркалом (а). Накальная характеристика катода, полученная из расчета по программе трехмерного моделирования(б).

При разработке пушки, велся расчет полей и траекторий частиц, а также моделировался процесс термоэлектронной эмиссии с помощью программы трехмерного моделирования. В расчетах использовалась следующая система координат: ось Z совпадает с центром отверстия в фокусирующем электроде и направлена в сторону ускоряющей структуры, ось Y направлена вертикально, ось X – горизонтально, плоскость $Y-Z$ совпадает с плоскостью симметрии фокусирующего электрода (рис. 1). Используя ресурсы программы для заданного набора параметров фокусирующего электрода, шага сетки, распределения потенциалов, заданной эмитирующей поверхности производится расчет напряженности поля в каждом узле сетки. В полученном трехмерном распределении электростатического поля рассчитываются траектории частиц и распределение пространственного заряда пучка. Затем вновь производится расчет распределения потенциала с учетом пространственного заряда пучка, уточняются траектории, распределение пространственного заряда и величина тока пучка. Итерации повторяются до достижения с заданной точностью постоянного значения тока.

Для ускорителя электронов с магнитным зеркалом будет использоваться вольфрамовый импрегнированный катод. Конкретные свойства катода, который будет установлен в электронную пушку – рабочая температура, работа выхода, в настоящее время не определены. Поскольку в процессе расчетов было необходимо обеспечить работу катода в режиме насыщения пространственного заряда [2], в расчетах использовался катод с работой выхода 1.8 эВ. С помощью программы для выбранной геометрии пушки были выполнены расчеты накальной характеристики – зависимости тока пушки от температуры катода. Результаты расчета показаны на Рис. 2. В качестве рабочей температуры выбрано значение $T = 1200$ К. Для описания процесса термоэлектронной эмиссии использовалось Максвелловское распределение электронов по скоростям. Целью оптимизации геометрии пушки являлось получение такого распределения электрического поля вблизи поверхности

катода, которое бы обеспечивало требуемую величину термоэлектронной эмиссии, минимальное смещение и минимальный угол отклонения пучка от оси ускоряющей структуры при минимальном размере самой пушки.

Моделирование пушки было начато с исследования влияния параметров фокусирующего электрода на характеристики пучка. В процессе моделирования было обнаружено, что для выбранной геометрии фокусирующего электрода при токе пучка близком к проектному невозможно получить на выходе анодного отверстия угол наклона траектории к оси Z менее 60-70 мрад при отклонении от оси менее 1 мм. На рисунке 3 представлена картина распределения вектора напряженности электрического поля для данной геометрии пушки. Из него видно, что эта геометрия обеспечивает вывод пучка на ось, но он подходит к ней под значительным углом.

Одно из возможных решений проблемы заключается в модификации геометрии пушки с целью компенсации поперечного импульса вблизи анода, где дополнительные элементы будут слабо влиять на фокусировку пучка, вследствие того, что он имеет энергию, близкую к максимальной.

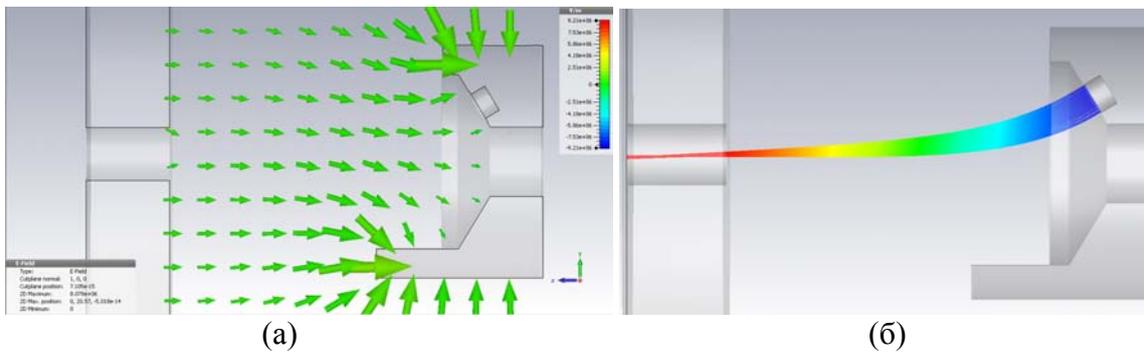


Рис. 3 Направление и величина вектора электрического поля в пушке (а) и траектории частиц (б).

Одно из таких решений показано на Рис. 4 – введение промежуточного электрода, находящегося под потенциалом анода с осью пролетного отверстия, смещенной вниз относительно анода. В результате данной модификации получаем распределение вектора напряженности поля, представленное на рисунке 4(а) и (б), при этом пучок выходит на ось под углом -7 мрад.

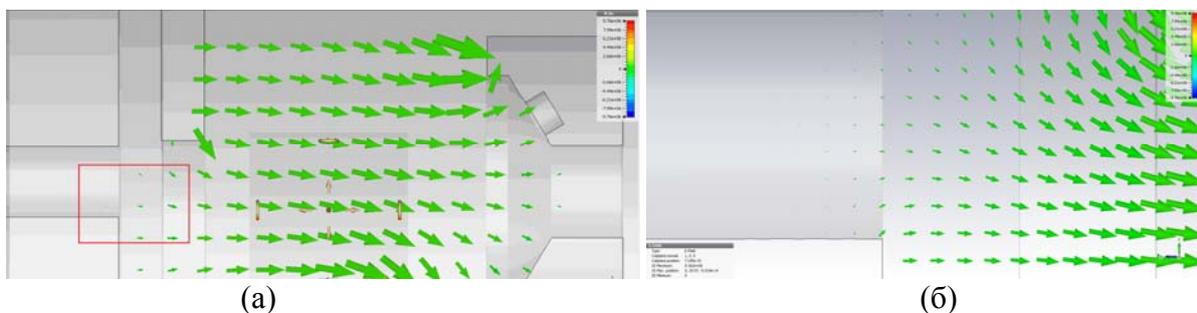


Рис. 4. Распределение вектора напряженности поля для геометрии пушки с промежуточным электродом - (а), (б) – в области выделенной красным прямоугольником,

На Рис. 5 показана дальнейшая модификация прианодной области пушки – вместо одного отдельно стоящего электрода добавлены два электрода со смещенными пролетными отверстиями, образующие одно целое с анодом. Данная геометрия упрощает конструкцию пушки и позволяет вывести пучок на ось с углом -5 мрад.

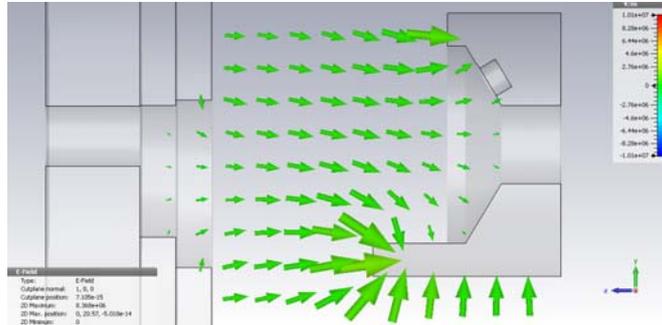


Рис. 5. Картина распределения вектора напряженности электрического поля для модифицированной геометрии.

В результате выполненного численного моделирования была найдена геометрия пушки, которая формирует пучок с требуемыми характеристиками, позволяющими использовать ее в качестве источника электронов в ускорителе с магнитным зеркалом. Далее представлены результаты расчета пушки с радиусом катода 3 мм.

На рис. 6 изображен портрет пучка, видно, что размеры пучка 0.3 мм, смещение по оси y 0.17 мм. На гистограмме (рис. 6) представлена зависимость количества частиц от координаты по оси абсцисс. Из нее следует, что большая часть электронов пучка локализована в центральной области. Этот факт позволяет ожидать, что доля потерянных в процессе дальнейшего ускорения частиц будет небольшой.

В результате оптимизации получились характеристики пучка, представленные в табл. 2. Смещение центра пучка составило около 0.2 мм, а угол наклона траектории -5 мрад.

Табл. 2. Итоговые значения характеристик пучка электронов.

| Характеристика | Значение на задней плоскости анода |
|--|------------------------------------|
| Значение силы тока | 247мА |
| Смещение центра пучка | 0.17мм |
| Среднее значение угла между направлением импульса и осью абсцисс | -5 мрад |
| Среднеквадратичный размер пучка по оси x | 0.09мм |
| Среднеквадратичный размер пучка по оси y | 0.18мм |
| Нормализованный эмиттанс в плоскости yy' | 1.74 мм мрад |
| Нормализованный эмиттанс в плоскости xx' | 1.62 мм мрад |

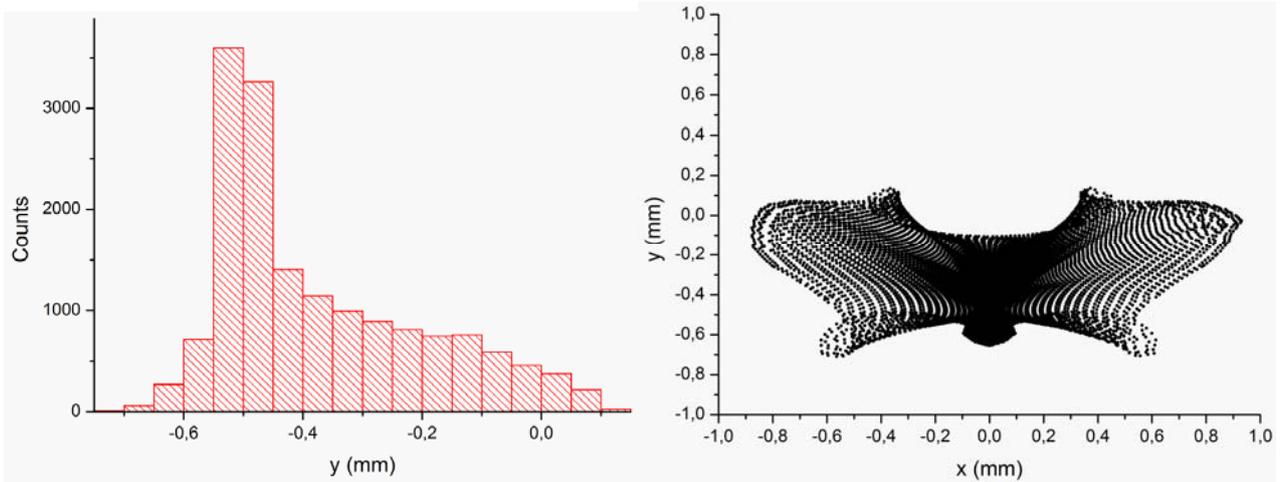


Рис. 6. Портрет и гистограммы распределения частиц пучка на задней плоскости анода.

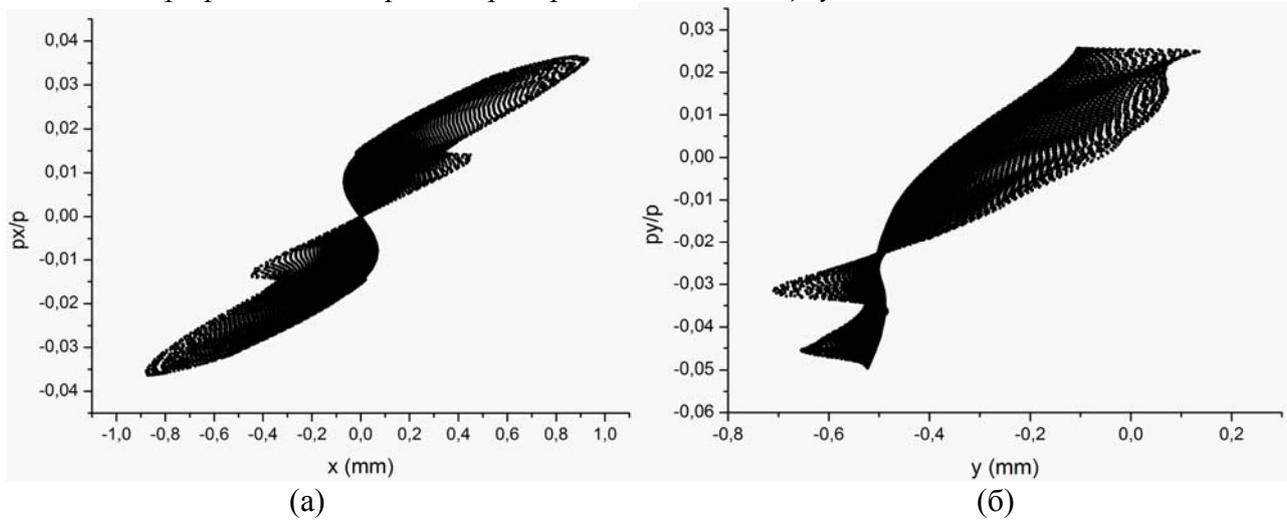


Рис. 7. Фазовый портрет пучка $x-x'$ (а), $y-y'$ (б).

На рисунке 7 представлен фазовый портрет пучка в плоскости $x-x'$. Пучок является слабо расходящимся, кроссовер расположен внутри анодного отверстия на расстоянии 1.5 мм от задней плоскости. В вертикальной плоскости пучок также является слабо расходящимся. На рисунке 8 изображены траектории электронов.

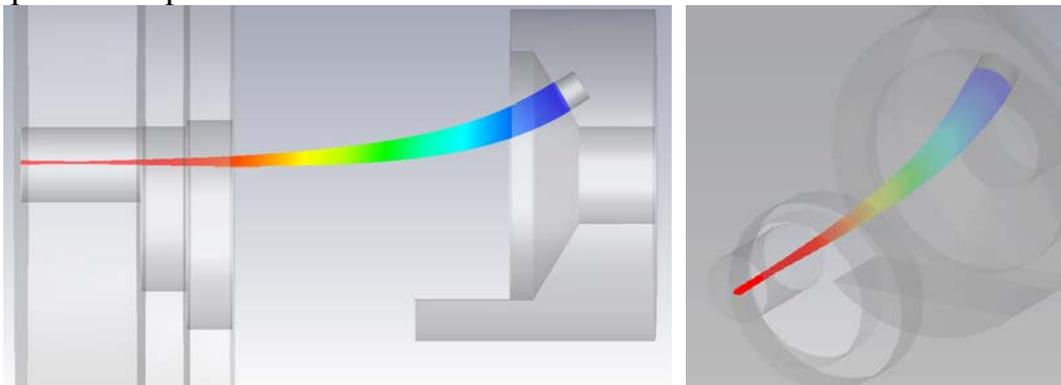


Рис.8. Траектории электронов.

1. Alov A.V., Carrillo D., Kubyshev Yu A., Pakhomov N.I., Shvedunov V.I., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A624(2010)39-46
2. Ашкинази Л. Н., «Материалы электронных эмиттеров», Учебное пособие, Москва, 2007.

ИМПЛАНТАЦИЯ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В НАПРАВЛЕНИИ КАНАЛИРОВАНИЯ И В НАПРАВЛЕНИИ, НЕ СОДЕРЖАЩЕМ ОТКРЫТЫЕ КАНАЛЫ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДИКИ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А. С. Маликова¹, В. С. Черныш^{2,3}, А. А. Шемухин², Ю. В. Балакшин^{1,2}, А. В. Назаров², Д. В. Петров², В.А. Медведев³.

¹ *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва.*

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, Отдел физики атомного ядра. Россия, 119991, Москва.*

³ *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва.*

E-mail: malikovaas@gmail.com

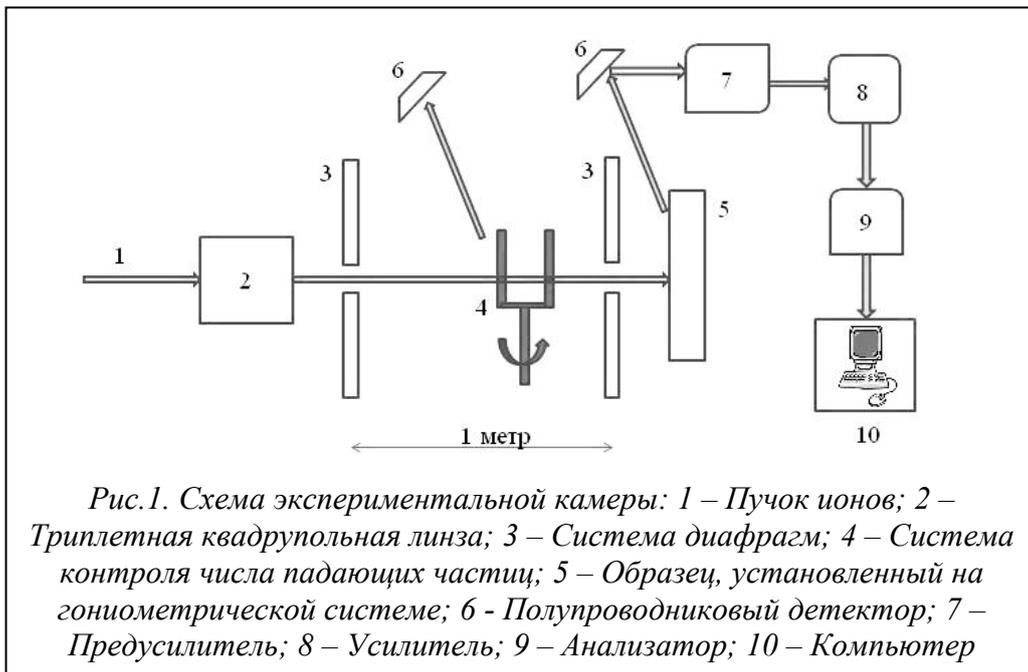
Дисилицид железа является одним из основных материалов для изучения, так как он обладает перспективными оптическими и термоэлектрическими свойствами. Дисилицид нетоксичен, устойчив к температурным воздействиям до 930⁰С, а также применим в создании и совершенствовании магнитной памяти, магнитных сенсоров, носителей информации высокой плотности записи и магнитной резонансной визуализации [1,2].

Основным способом получения таких структур является ионная имплантация. Миниатюризация элементов интегральных схем ведет к тому, что критическими становятся эффекты, связанные с каналированием. Для исследования этих явлений использовался экспериментальный комплекс, позволяющий проводить ионное облучение образцов и *in situ* исследование их с помощью методики резерфордовского обратного рассеяния (РОР), который был разработан и введен в эксплуатацию в лаборатории ионно-пучковых нанотехнологий НИИЯФ МГУ на базе ускорителя тяжелых ионов на энергии до 500 кэВ. На данной экспериментальной установке можно проводить работы по имплантации однозарядными ионами с массой от 1 до 250 а.е.м., а также исследовать состав, профиль распределения примесей и кристаллическое совершенство мишеней с помощью методики РОР ионами Н⁺ или ⁴Не⁺ с энергией до 500 кэВ, либо ⁴Не⁺⁺ с энергией до 1 МэВ.

Схема экспериментального комплекса представлена на рисунке 1. При проведении имплантации ускоренный пучок ионов (1) после прохождения магнита фокусируется триплетной квадрупольной линзой (2) и коллимируется перед входом в камеру системой диафрагм (3) с диаметром 5 мм. При указанных параметрах расходимость пучка составляет не более 0,12⁰.

При исследовании мишеней с помощью методики РОР, устанавливались диафрагмы с диаметром 1 мм. Расходимость пучка при этом не превышает 0,06⁰. Прошедший через диафрагмы анализирующий пучок ионов рассеивается

от мишени (5) и регистрируется при помощи кремниевого поверхностно-барьерного детектора (6). С детектора сигнал усиливается (7,8) и через анализатор (9) выводится на компьютер (10). Рабочее давление в камере не превышает 10^{-4} Па.



Энергетическое разрешение измерительного тракта вычислялось по полной ширине на половине высоты моноэнергетической линии радиоактивного препарата ^{239}Pu . Оценочное разрешение детектора составляет 22 кэВ.

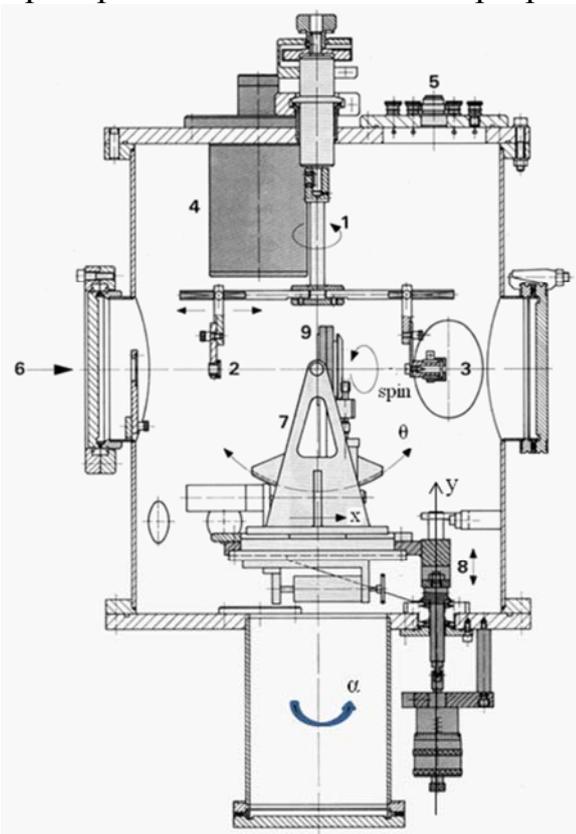
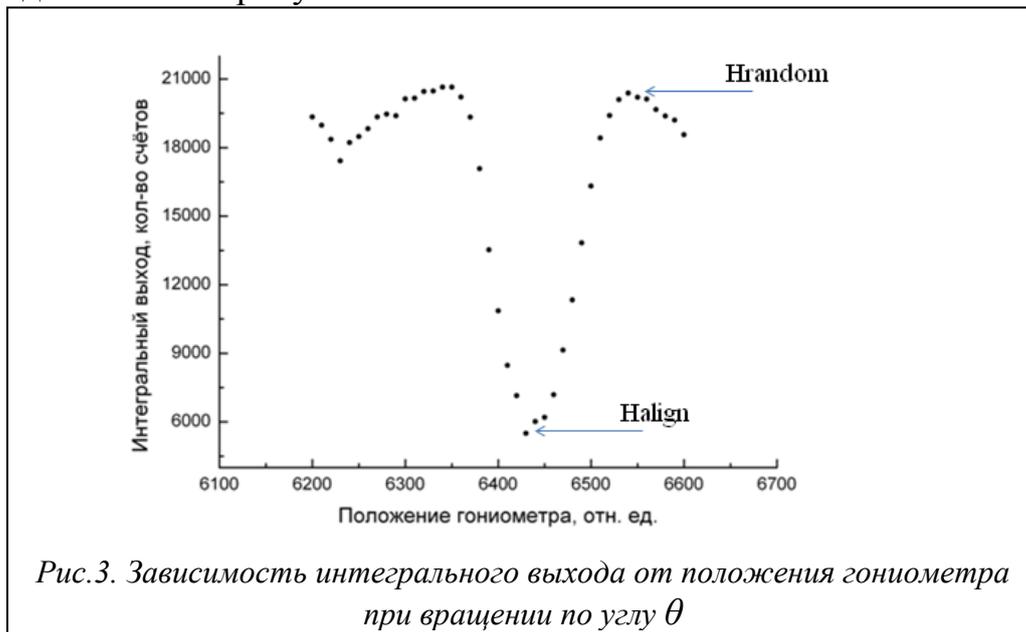


Рис.2. Схема экспериментальной камеры обратного рассеяния:
 1 - Поворотный держатель кремниевого поверхностно-барьерного детектора и веб-камеры;
 2 - кремниевый поверхностно-барьерный детектор;
 3 - веб-камера;
 4 - Азотная ловушка;
 5 - Вакуумные электрические выводы;
 6 - Центральная ось камеры;
 7 - Гониометрическая система;
 8 - Подвижное основание гониометрической системы;
 9 - Держатель образцов

Схема гониометрической системы представлена на рисунке 2. Образец можно вращать вокруг трёх осей и поступательно перемещать в вертикальном направлении, что позволяет использовать для измерения различные участки поверхности образца без изменения ориентации. Угловые перемещения производятся с помощью шаговых двигателей, причём вращение осуществляется с шагом $0,02^\circ$, а вертикальное перемещение с шагом $0,1$ мм в диапазоне 20 мм. Точность выполнения поворотов на большие углы не хуже 1% .

Поиск направления каналирования перед проведением облучения проводился с помощью методики ROP. Для этого монокристалл кремния с ориентацией $\langle 110 \rangle$ устанавливался в гониометрической системе так, чтобы пучок ионов ${}^4\text{He}^+$ с энергией 400 кэВ, пройдя через миллиметровые диафрагмы, попадал на него по нормали, что должно соответствовать направлению канала в образце кремния $\langle 110 \rangle$. Однако, в связи с неточностью расположения образца, а также с неровно срезанной гранью, установка по нормали не всегда соответствует направлению каналирования. Поэтому, для определения направления каналирования образец поворачивался на угол 10° (N_{random}) относительно направления падения пучка, что значительно больше критического угла φ_c [3], который при наших параметрах эксперимента составляет $1,6^\circ$. Далее образец вращался по углу α . Каждые 20 шагов двигателя, что соответствует углу $0,4^\circ$, образец останавливался и в течении 10 секунд регистрировался спектр рассеянных ионов ${}^4\text{He}^+$ с помощью полупроводникового детектора.

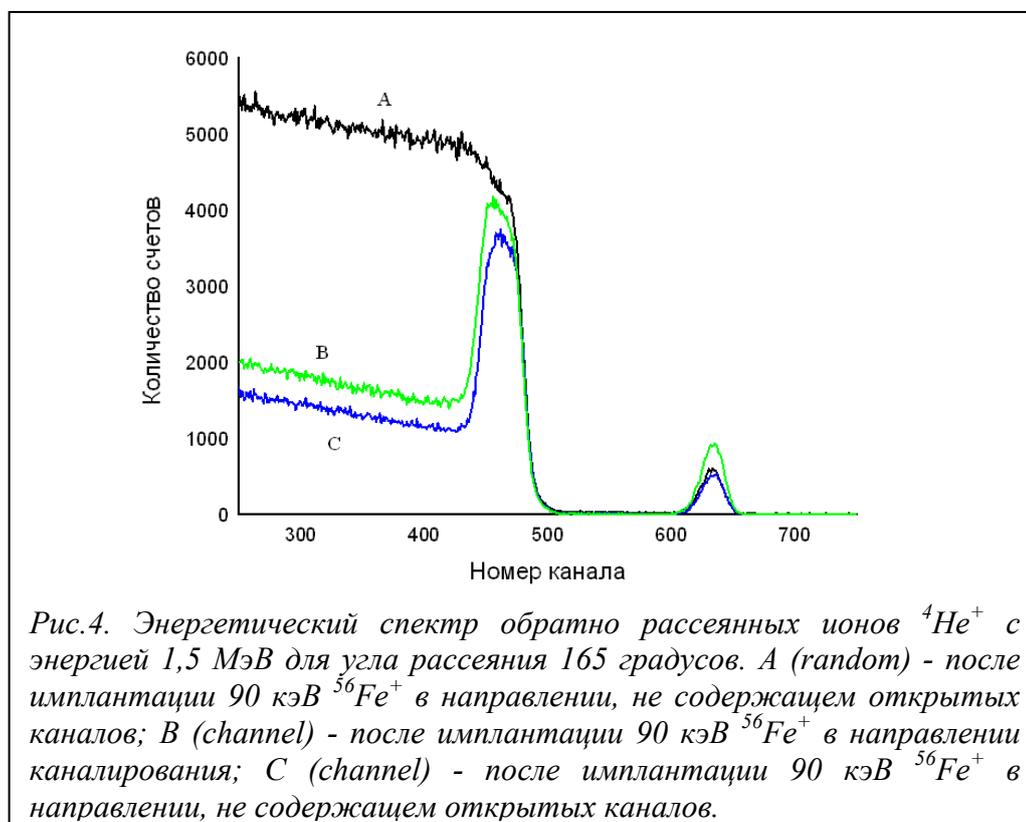
На заданном участке рассчитывался интегральный выход обратно рассеянных ионов. Затем производилось вращение по тому же углу с меньшими интервалами – 10 шагов, что соответствует углу $0,2^\circ$. Далее гониометр возвращался в положение, соответствующее наименьшему интегральному выходу и производилось такое же сканирование по углу θ . Для более точных вычислений после сканирования по углу θ производилось еще одно определение наименьшего выхода по углу α (N_{align}). Зависимость интегрального выхода обратно рассеянных ионов от положения гониометра при вращении по углу представлена на рисунке 3.



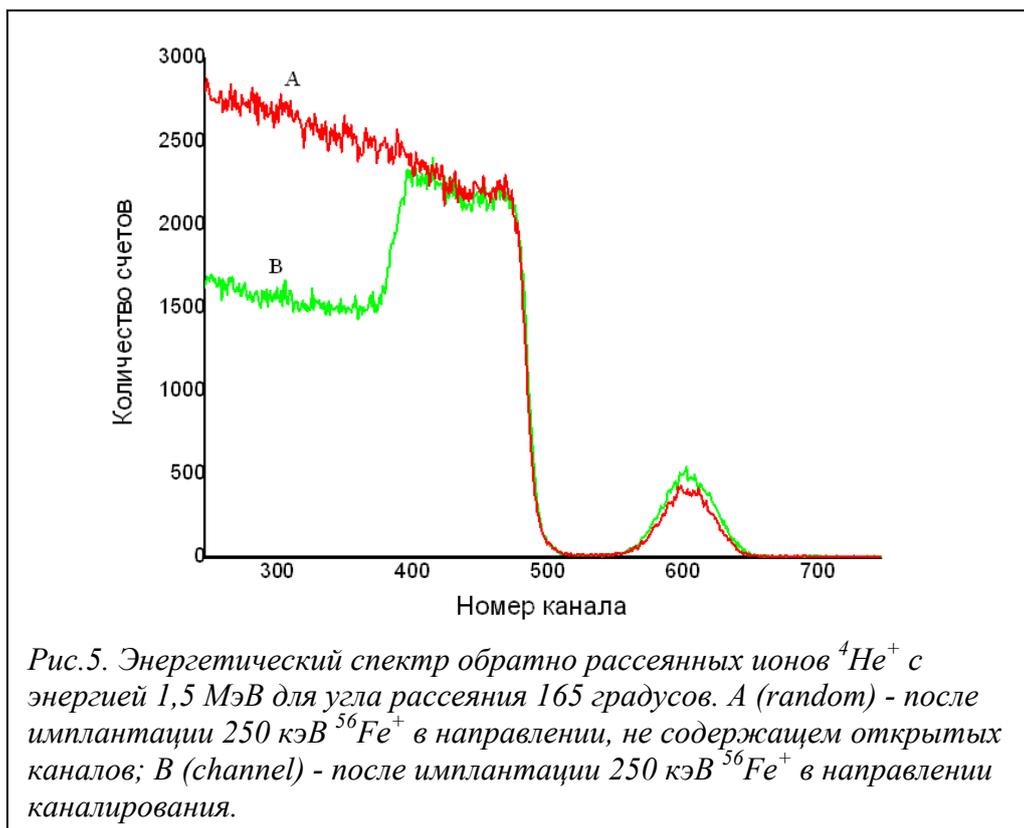
При проведении эксперимента использовались образцы монокристаллического кремния с ориентацией $\langle 110 \rangle$. Для исключения нагрева образца плотность тока составляла 150 нА. В ходе экспериментов были проведены имплантации ионов $^{56}\text{Fe}^+$ в кремний с дозами в диапазоне от 10^{16} ион/см² до 10^{17} ион/см². Облучения проводили при энергии 90 и 250 кэВ. Имплантация проводилась при комнатной температуре.

Далее на ускорительном комплексе AN-2500 [4] были сняты РОР спектры всех полученных образцов. Энергия анализируемого пучка $^4\text{He}^+$ составляла 1,5 МэВ. Угол рассеяния составлял 165 градусов. У каждого образца снимались РОР спектры в направлении канализования и в направлении, не содержащем открытые каналы.

На рисунке 4 представлены РОР спектры после облучения ионов $^{56}\text{Fe}^+$ с энергией 90 кэВ. Видно, что как при имплантации в направлении канализования, так и при имплантации в направлении разориентированного образца, максимум профиля распределения внедренного $^{56}\text{Fe}^+$ приходится на один канал. Профиль распределения радиационных повреждений несколько отличается: при имплантации с дозой $3,8 \cdot 10^{16}$ ион/см³ наблюдается полное разупорядочение структуры мишени кремния, так как сигнал от обратнорассеянных ионов в направлении канализования совпадает с сигналом в направлении, при котором образец разориентирован. Провалы на кривой А (рис. 4 и 5) говорят о том, что данной области образца произошло замещение атомов кремния частицами железа.



Смещение в пиках не происходит и при энергии имплантации 250 кэВ (рис. 5). Также видно, что при дозе $4,5 \cdot 10^{16}$ ион/см³ происходит полное разупорядочение структуры кремния.



При обработке полученных спектров с помощью программного обеспечения SIMNRA, было обнаружено, что при энергии имплантации 90, остается тонкий слой железа на поверхности (его толщина равна 1 нм), тогда как при энергии 250 кэВ все железо проникает внутрь кремния. Толщина слоя железа в кремнии при энергии 90 кэВ и 250 кэВ составляет 170 нм и 230 нм соответственно.

Таким образом, проведенные эксперименты не выявили различия в профилях распределения внедренных ${}^{56}\text{Fe}^+$ при имплантации в направлении каналирования и направлении, не содержащем открытых каналов. Однако, при выбранных дозах произошло полное разупорядочение структуры кремния ($3,8 \cdot 10^{16}$ ион/см² при энергии 90 кэВ и $4,5 \cdot 10^{16}$ ион/см² при энергии 250 кэВ), что могло повлиять на результаты эксперимента. Поэтому дальнейшие эксперименты будут проведены с дозами не превышающие 10^{15} ион/см².

1. M. Ishimaru. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 258. 490–492. (2007).
2. X. Ding, B. Tay, M. Chian. Journal of Applied Physics, 88/5. 2745-2749. (2000) DOI: 10.1063/1.1287777
3. J. Lindhard. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 34 (14), 1 (1965)
4. П.Н. Черных, Н.Г. Чеченин. Методика ионно-пучкового анализа на ускорителе HVEE AN-2500. Учебное пособие, Изд-во Учебно-научного центра МГУ, Москва, 2011, 41 с.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

Н.П. Чирская^{1,2}, Л.С. Новиков¹

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова;

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Введение

Для изучения потоков заряженных частиц в космическом пространстве во многих случаях используются приборы, в которых регистрация электронов и протонов осуществляется с помощью полупроводниковых детекторов, объединяемых в телескопические системы [1]. Интерпретация показаний таких приборов производится на основании лабораторных градуировок детектирующих систем. Однако получаемая при градуировках информация недостаточно полна, поскольку в лабораторных экспериментах практически невозможно корректно воспроизвести энергетические и угловые распределения, характерные для потоков заряженных частиц в космическом пространстве. Более детальная информация о характеристиках детектирующих систем может быть получена с помощью численного моделирования процессов взаимодействия регистрируемых частиц с веществом детекторов и элементов конструкции.

Методика проведения расчетов

Расчеты проводились с помощью программного комплекса GEANT4 [2]. Модель исследуемой телескопической системы, состоящей из двух кремниевых полупроводниковых детекторов, показана на рис. 1. Перед детекторами помещен коллиматор с углом раствора 30° . Первый детектор, имеющий толщину 0,3 мм, защищен алюминиевой фольгой толщиной 0,02 мм, второй (нижний) детектор имеет толщину 1,6 мм. Перед вторым детектором может помещаться дополнительный алюминиевый поглотитель (0,6 мм). Расчеты проводились для двух вариантов геометрии: для полной трехмерной модели телескопической системы и для

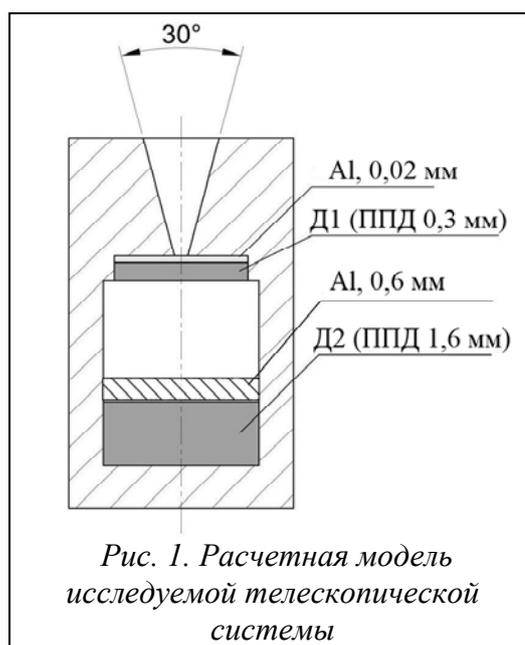


Рис. 1. Расчетная модель исследуемой телескопической системы

упрощенной модели без коллиматора и с увеличенной площадью детектирующих слоев. Во втором случае площадь детектирующих элементов увеличивалась для того, чтобы обеспечить полную регистрацию рассеянных частиц.

При моделировании с помощью комплекса GEANT взаимодействия заряженных частиц с веществом элементов рассматриваемой телескопической системы учитывались процессы ионизации, включая образование δ -электронов, тормозное излучение электронов и многократное кулоновское рассеяние. В расчетах был использован пакет библиотек Livermore [3], предназначенный для описания физических процессов электромагнитных взаимодействий в диапазоне энергий от 250 эВ до 100 ГэВ.

Результаты и обсуждение

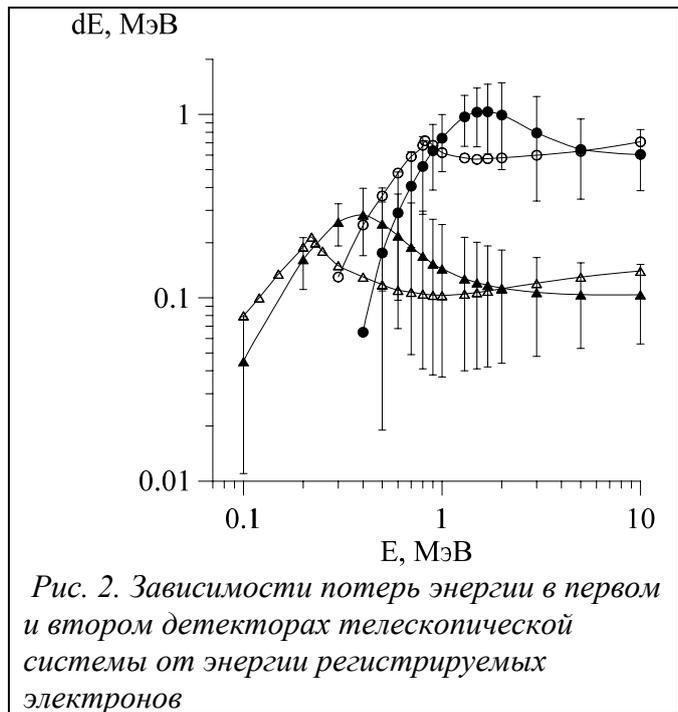
Для получения информации о величинах потоков и энергетических спектрах частиц РПЗ с помощью приборов, построенных на основе телескопических детектирующих систем (рис. 1), необходимо знать следующие параметры:

- границы энергетических диапазонов (каналов), в которых производится регистрация частиц каждым детектором;
- эффективность регистрации частиц детекторами, определяемую по отношению числа частиц, зарегистрированных детектором, к числу попавших в детектор;
- геометрический фактор прибора, определяемый телесным углом, в пределах которого регистрируются частицы, и чувствительной площадью детектора.

Границы диапазонов зависят от значений энергетических порогов, устанавливаемых для каждого детектора на основе рассчитываемых аналитически зависимостей среднего энергосодержания частиц в детекторе от исходной энергии [1]. Такая методика обеспечивает приемлемую точность при регистрации протонов, однако в случае регистрации электронов точность определения энергетических порогов существенно снижается из-за сильного разброса значений переданной энергии и длины пробега электронов [4].

На рис. 2 приведена рассчитанная для электронов зависимость среднего энергосодержания dE в первом (0,3 мм) и втором (1,6 мм) кремниевых детекторах телескопической системы от энергии электронов, падающих на первый детектор. В данном случае расчет проведен при отсутствии дополнительного поглотителя между Д1 и Д2. Светлыми значками показаны результаты аналитического расчета с использованием данных о средних значениях потерь энергии и длин пробега электронов в кремнии, а темными значками – результаты численного моделирования с помощью GEANT. Вертикальными прямыми показаны величины среднеквадратических отклонений потерь энергии в детекторах при расчете в GEANT.

Видно, что функциональные зависимости $dE(E)$, рассчитанные разными способами, существенно отличаются, а среднеквадратичные отклонения велики. Поэтому использование при регистрации электронов классической методики определения границ энергетических диапазонов прибора сопряжено со значительными ошибками. Зависимость, представленная на рис. 2, рассчитана для случая нормального падения частиц на детектор. Применительно к регистрации заряженных частиц в космическом пространстве необходимо использовать подобные кривые, рассчитанные для изотропных потоков, что дополнительно усложняет задачу.



Более высокая точность определения метрологических параметров детектирующей системы может быть достигнута, если в качестве характеристики детектирующей системы рассматривать эффективность регистрации, равную отношению числа зарегистрированных детектором частиц N к числу частиц N_0 , попавших в детектор. При таком подходе корректно учитывается разброс значений потерь энергии электронов в материале детектора, являющийся, как видно из рис. 2, главным источником ошибок при определении метрологических параметров детектирующей системы.

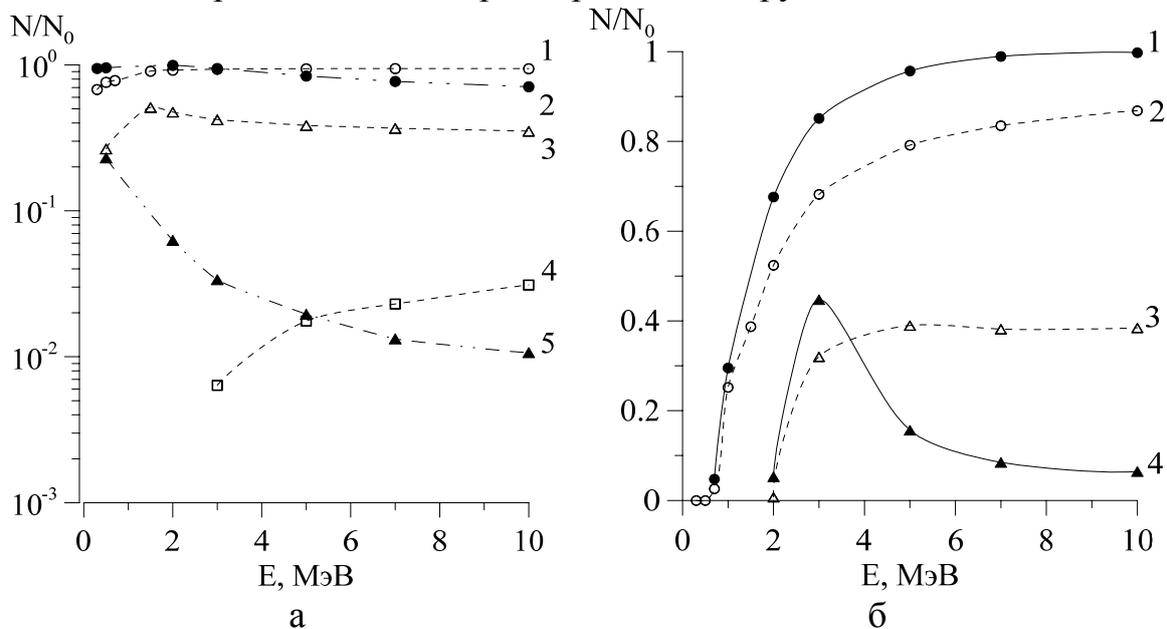


Рис. 3. Эффективность регистрации электронов разных энергий первым (а) и вторым (б) детекторами при нормальном (темные значки) и изотропном (светлые значки) падении. Пороги регистрации: а – 0,1 МэВ (кривые 1, 2), 0,4 МэВ (кривые 3, 5) и 2,1 МэВ (кривая 4); б – 0,1 МэВ (кривые 1, 2) и 1,5 МэВ (кривые 3, 4)

На рис. 3 показаны рассчитанные с помощью комплекса GEANT зависимости эффективности регистрации электронов от их энергии в первом (а) и втором (б) детекторах открытой (без коллиматора) телескопической системы при разных порогах регистрации. Расчет проведен при наличии дополнительного поглотителя толщиной 0,6 мм между Д1 и Д2 для случаев нормального и изотропного падения электронов на первый детектор. При переходе от нормального к изотропному облучению эффективность регистрации в детекторе Д1 возрастает при всех выбранных порогах, поскольку увеличиваются средние потери энергии электронов в детекторе. При этом в детекторе Д2 эффективность регистрации при низком пороге (0,1 МэВ) снижается, что можно объяснить более сильным поглощением и рассеянием электронов в детекторе Д1, а при пороге 1,5 МэВ на соотношение эффективностей существенно влияет снижение энергосодержания в Д2 от электронов с энергиями выше ~ 3 МэВ при их нормальном падении.

Более полно и наглядно метрологическая характеристика телескопической детектирующей системы, показывающая зависимость эффективности регистрации электронов от их энергии E и порога регистрации dE , представлена на рис. 4 в трехмерном изображении.

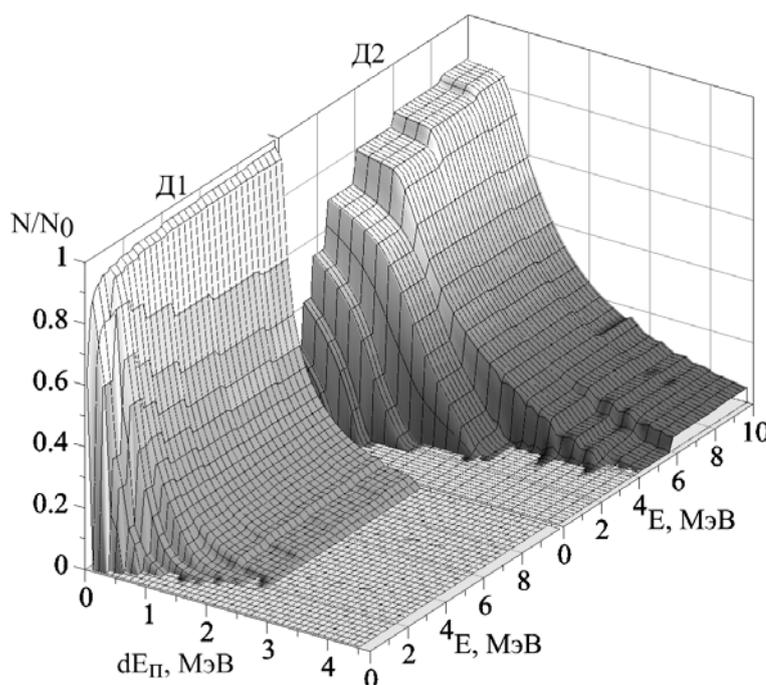


Рис. 4. Метрологическая характеристика детекторов Д1 и Д2

Используемая в настоящей работе методика численного моделирования позволяет рассчитывать различные дополнительные характеристики детектирующей системы, которые могут использоваться при интерпретации показаний спектрометра. На рис. 5а приведены дифференциальные спектры потерь энергии электронов в первом и втором детекторах $F/F_0(dE)$, рассчитанные для случая регистрации изотропного потока электронов с распределенным энергетическим спектром на геостационарной орбите, а на рис. 5б – полученные на основании этих расчетных данных зависимости

полного числа частиц $F/F_0(>dE)$, регистрируемых каждым детектором от величины установленного порога регистрации.

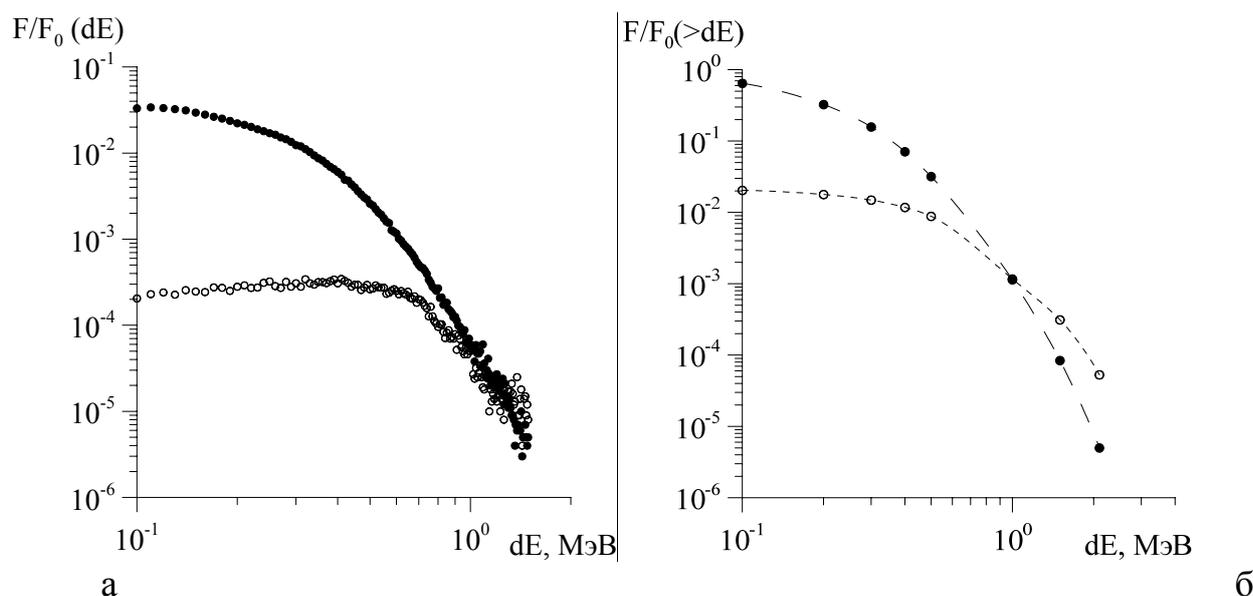


Рис. 5. Дифференциальный спектр потерь энергии (а) и полное число зарегистрированных частиц из спектра при различных порогах регистрации dE (б) для первого (темные значки) и второго (светлые значки) детекторов

Для перехода от показаний спектрометра к абсолютным значениям потоков заряженных частиц в космическом пространстве необходимо знать геометрический фактор детектирующей системы, который, как уже указывалось, определяется телесным углом, из которого частицы попадают в детектор, и площадью детектора, а кроме того, зависит от углового распределения регистрируемых частиц. Обычно геометрический фактор рассчитывается на основании конструктивных данных коллиматора, установленного перед детектирующей системой, и самой системы.

Вместе с тем геометрический фактор прибора может быть определен на основании сопоставления результатов прямого расчета методом Монте-Карло числа регистрируемых частиц детектором без коллиматора и с коллиматором. Для этого удобно, например, воспользоваться функциональными зависимостями, приведенными на рис. 5, дополнив их аналогичными зависимостями, рассчитанными для телескопической системы с коллиматором. Результаты такого вычисления геометрического фактора для детектора Д1 приведены на рис. 6.

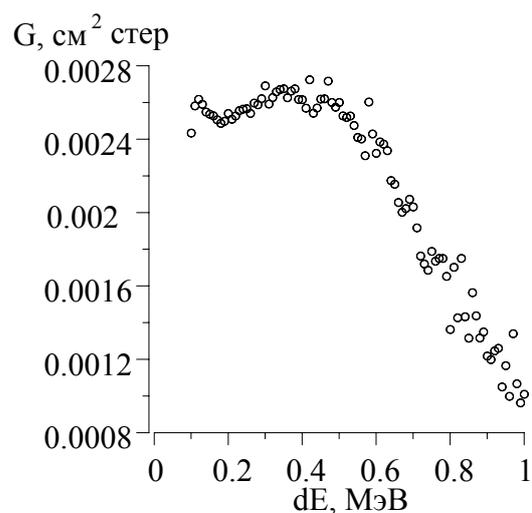


Рис. 6. Геометрический фактор детектора Д1 для спектра электронов ГСО в зависимости от величины потери энергии в детекторе.

При таком способе расчетов обнаруживается зависимость величины G от потерь энергии в детекторе, а следовательно и от энергии регистрируемых электронов, поскольку в этом случае на полученную величину G оказывает влияние эффективность регистрации электронов полупроводниковым детектором, зависящая в свою очередь от их углового распределения.

Рассмотренная выше методика численного моделирования с применением программного комплекса GEANT позволяет исследовать метрологические характеристики телескопических систем, построенных на основе детекторов разных типов. На рис. 7 приведены результаты расчета эффективности регистрации электронов детектором Д2 телескопической системы с коллиматором при использовании в качестве Д2 сцинтиллятора CsJ толщиной 20 мм (а) и полупроводникового детектора толщиной 1,6 мм (б).

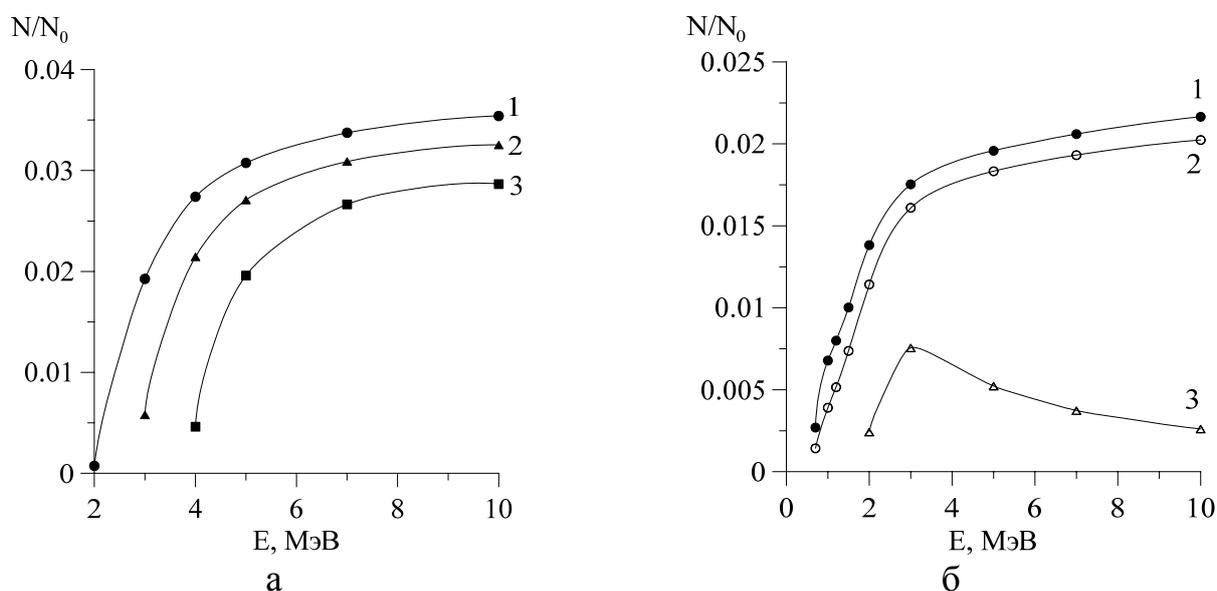


Рис. 7. Эффективность регистрации электронов в зависимости от их энергии при использовании в качестве детектора Д2 сцинтиллятора CsJ (а) при порогах регистрации: 1,5 МэВ (1); 2,4 МэВ (2); 3,5 МэВ (3); и полупроводникового детектора (б) при порогах регистрации: 0,1 МэВ (1), 0,4 МэВ (2) и 1,5 МэВ (3)

Получаемые таким способом функциональные зависимости учитывают влияние энергии регистрируемых электронов как на величину геометрического фактора, так и на эффективность регистрации. Рассмотренная методика позволяет более точно интерпретировать результаты измерений потоков электронов на различных орбитах и производить выбор параметров детектирующей системы применительно к конкретным экспериментам [5].

Выводы

Метод определения границ энергетических диапазонов телескопических систем, основанный на аналитическом расчете средних потерь энергии регистрируемыми частицами в детекторах, сопряжен с большими ошибками при регистрации электронов. Более корректно метрологические характеристики могут быть определены на основании результатов численного моделирования процессов взаимодействия электронов с веществом детекторов и элементов

детектирующей системы. Полученные функциональные зависимости, связывающие геометрический фактор прибора с эффективностью регистрации электронов детекторами, позволяют повысить точность измерения потоков электронов. Используемая методика численного моделирования может быть успешно применена для исследования более сложных телескопических систем, построенных на основе нескольких детекторов разных типов с промежуточными поглотителями.

Расчеты, обсуждаемые в статье, проводились с использованием ресурсов суперкомпьютера «Ломоносов» МГУ имени М.В. Ломоносова [6].

1. Гальперин Ю.И., Горн Л.С., Хазанов Б.И. Измерение радиации в космосе. М.: Атомиздат, 1972, 343 с.
2. Agostinelli S., Allison J., Forti A. et al. GEANT4 – A simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003, v. 506, No 3, pp. 250-303.
3. Ivanchenko V. et al. Recent Improvements in Geant4 Electromagnetic Physics Models and Interfaces., Progress in Nuclear Science and Technology, 2011, v. 2, pp. 898-903.
4. Pfaff F., Borovsky E., Young T. (Eds.), Measurement Techniques in Space Plasmas: Particles, Geophys. Monogr. Ser., AGU, Washington, D. C., 1998, v. 102, 355 p.
5. Jun I, Ratliff J.M., Garrett H.B., McEntire R.W. Monte Carlo simulations of the Galileo energetic particle detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2002, v. 490, No 3, pp. 465-475.
6. Воеводин Вл.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин Вад.В. Практика суперкомпьютера "Ломоносов". Открытые системы. - Москва: Издательский дом "Открытые системы", №7, 2012.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕРХТЕПЛОВЫХ АТОМОВ КИСЛОРОДА НА УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ И ГРАФЕН

Е.Н. Воронина, Л.С. Новиков

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Введение

Наноструктуры различной геометрии и состава благодаря уникальному сочетанию механических, тепловых, электрофизических и оптических свойств являются весьма перспективными для использования в космической технике как в качестве самостоятельных материалов, так и при создании перспективных нанокompозитов [1]. Однако ключевой проблемой их применения является стойкость таких материалов к воздействию космической среды. На низких околоземных орбитах одним из главных факторов, вызывающих повреждение и

ухудшение свойств материалов внешней поверхности космических аппаратов [2]. Высокая окислительная способность атомарного кислорода усиливается за счет дополнительной кинетической энергии (около 5 эВ) столкновения атомов с поверхностью, обусловленной орбитальной скоростью аппарата.

Воздействие атомарного кислорода достаточно хорошо изучено для традиционных объемных материалов космической техники, однако имеющиеся к настоящему времени сведения о повреждении атомарным кислородом наноструктур и материалов на их основе весьма ограничены. Благодаря существенному продвижению в создании сложных специализированных программных комплексов и появлению высокопроизводительных компьютеров математическое моделирование становится в настоящее время наиболее эффективным методом исследования процессов воздействия различных составляющих космической среды на наноструктуры [3].

В настоящей работе выполнено моделирование взаимодействия сверхтепловых атомов кислорода с углеродными нанотрубками (УНТ) и графеном с целью выявления наиболее вероятных элементарных физико-химических процессов, протекающих при таком взаимодействии. Расчеты выполнены для случая низкой концентрации атомов кислорода, адсорбированных на поверхности наноструктур.

Основные подходы к моделированию воздействия атомарного кислорода на наноструктуры

До настоящего времени не существует общепризнанной физико-химической модели, описывающей деструкцию как традиционных углеродных материалов, так и углеродных наноструктур под действием сверхтепловых атомов O. Имеющиеся экспериментальные данные позволяют утверждать, что при воздействии потока атомарного кислорода на поверхность графита наблюдается эрозия поверхности материала и выделение летучих соединений углерода, в первую очередь CO и CO₂, образующихся в результате химических реакций на поверхности [2].

Для исследования процессов взаимодействия кислорода с поверхностью металлов и полупроводников в настоящее время эффективно применяется кинетический метод Монте–Карло (КМК) [3]. В данном методе процессы, приводящие к переходу системы из одного состояния в другое (например, диффузия, адсорбция, десорбция и т.д.) рассматриваются как независимые марковские случайные процессы, каждому из которых соответствует определенная вероятность, причем время ожидания системы в определенном состоянии значительно превышает характерное время самого процесса. При соблюдении таких условий КМК может быть использован для больших временных интервалов – вплоть до нескольких секунд.

В рамках этого метода выделяются основные процессы, вызывающие переходы из одного состояния в другое, и для каждого из них определяется соответствующая константа скорости. Создаваемая модель учитывает особенности кристаллической решетки и ограничения в перемещении атомов.

Определение всех процессов даже для тепловых частиц является достаточно сложной задачей, требующей глубокого понимания физико-химического взаимодействия частиц с поверхностью материала. Число таких процессов может составлять несколько десятков. В случае сверхтепловых атомов и молекул кислорода эта задача становится еще более сложной, поскольку химическая активность атомарного кислорода повышается за счет избыточной кинетической энергии, что приводит к появлению новых каналов реакций и, соответственно, значительному увеличению числа возможных элементарных процессов.

С целью выявления наиболее вероятных процессов, происходящих при взаимодействии сверхтеплого атома с поверхностью графита, в настоящей работе было выполнено моделирование такого взаимодействия с помощью метода теории функционала плотности в схеме сильной связи (DFTB) [4] в сочетании с алгоритмами молекулярной динамики. В этом методе, как и в других полуэмпирических методах, учитываются только валентные электроны, однако параметризация гамильтониана производится не на основе экспериментальных данных, а с помощью расчетов квантовомеханическим методом теории функционала плотности (DFT) [5]. Во многих случаях метод DFTB и его разновидности позволяют получить результаты практически с той же точностью, что и при использовании DFT, но для значительно более сложных систем, состоящих из большого числа частиц. Этот метод был успешно апробирован для исследования окисления и эрозии поверхности поликристаллической алмазной пленки под воздействием потока атомарного кислорода [6]. Предварительный анализ возможных адсорбированных состояний атомов О на поверхности УНТ и графена был выполнен с помощью метода DFT.

Методика расчетов

Расчетная модель кресельной УНТ (4,4) имела длину около 1,7 нм и содержала 7 слоев для кресельных трубок (112 атомов), а модель графена состояла из 7 элементарных ячеек в длину и в ширину (98 атомов). Размер ячейки моделирования был равен $3,0 \times 3,0 \times 1,7$ нм для УНТ и $1,7 \times 1,7 \times 2,0$ нм для графена, использовались периодические граничные условия.

Расчеты методом DFT производились в рамках GGA-приближения с обменно-корреляционным функционалом PBE в базисе численных функций двойной точности DNP с учетом поляризации. Моделирование процессов столкновения сверхтепловых атомов О с наноструктурами производилось методом DFTB с самосогласованием зарядов (SCC DFTB, набор параметров mio [4]) с использованием алгоритмов молекулярной динамики с временным шагом 0,05–0,25 фс на интервалах 1–2 пс. Прицельный параметр, налетающего атома изменялся с шагом 0,02 нм в пределах от 0 до 0,25 нм вдоль осей X и Y.

Расчеты были выполнены с помощью программного комплекса Accelrys Materials Studio [7].

Результаты и обсуждение

Моделирование производилось при низкой концентрации адсорбированных атомов О на поверхности наноструктур (1–3 атома). Как было отмечено выше, предварительная оценка вклада элементарных процессов при адсорбции атомов О на поверхности графена и УНТ была выполнена с помощью метода DFT для атомов О с тепловыми энергиями (статический случай). Расчеты показали, что при воздействии одного атома О на углеродную наноструктуру происходит его адсорбция с образованием эпоксидной или эфирной группы (рис. 1). Данная реакция протекает экзотермически и не имеет барьера активации. Для графена характерно формирование эпоксидных групп без разрыва С–С связей, а для УНТ малого диаметра энергетически предпочтительными являются эфирные группы [8,9].

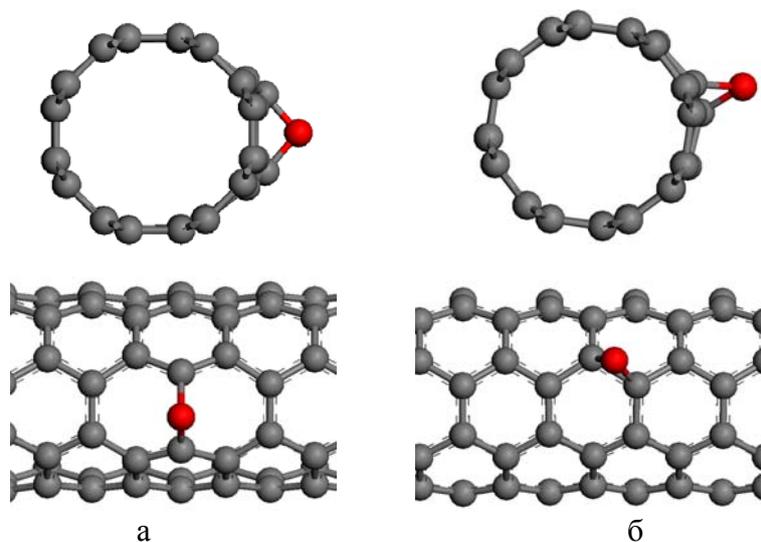


Рис. 1. Формирование эфирной (а) и эпоксидной (б) групп на поверхности кресельной УНТ малого диаметра

Адсорбированный атом О повышает химическую активность близлежащих связей, и образовавшаяся эпоксидная или эфирная группа может активно взаимодействовать с последующими атомами О. Кривизна поверхности оказывает существенное влияние на эти процессы. На рис. 2 приведены относительные энергии адсорбции второго атома О на поверхности УНТ и графена для нескольких конфигураций, когда новая О-содержащая группа образуется в непосредственной близости от адсорбированного атома. Если в случае УНТ наиболее энергетически выгодным размещением второго атома является положение над С–С связью, параллельной эфирной группе (конфигурация CNT1), то для графена наименьшую энергию имеет состояние с двумя эпоксидными группами, расположенными под углом 60° в одной гексагональной ячейке (конфигурация Gr1) [10]. При этом в случае графена адсорбция второго атома О вблизи эпоксидной группы приводит к возникновению метастабильного состояния (оба атома О оказываются над атомами С) и дальнейшему образованию молекулы O_2 , которая располагается на расстоянии $\sim 0,3$ нм от поверхности графена. Энергия полученной системы «графен + O_2 » существенно (на ~ 1 эВ) ниже, чем энергия конфигурации Gr1.

Следует отметить, что образование на поверхности УНТ карбонильных групп, приводящее к «расстегиванию» (или *unzipping*) нанотрубок, становится более вероятным по мере увеличения числа эфирных групп [11].

Результаты расчетов методом DFT позволяют предположить, что в случае низкой концентрации адсорбированного кислорода на поверхности УНТ будут образовываться в основном эфирные группы, а на поверхности графена – эпоксидные, причем для графена значительную роль может играть десорбция атомов O с образованием молекул O₂. Следует отметить, что полученные результаты справедливы для атомов O с любой кинетической энергией, поскольку расчеты выполнялись для статического случая. Однако для сверхтепловых атомов O с энергией ~5 эВ различия между конфигурациями CNT2–CNT4 и Gr1–Gr3 будут играть менее важную роль.

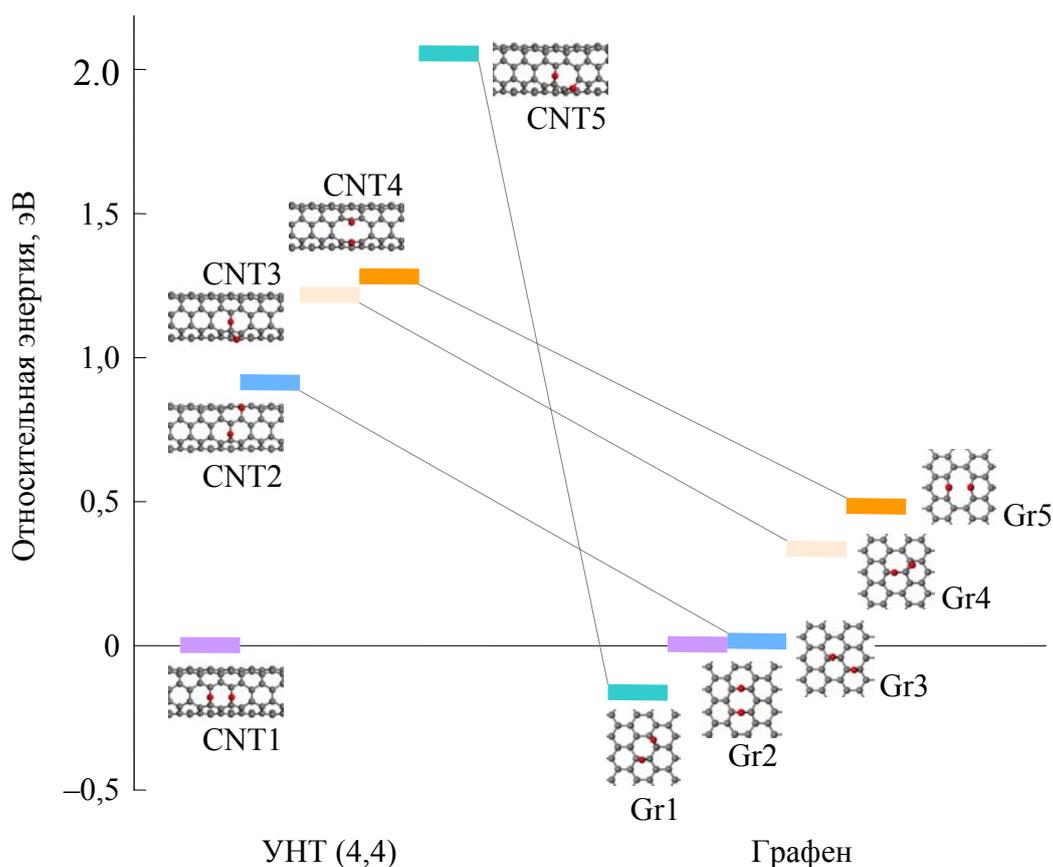


Рис. 2. Относительные энергии различных конфигураций, возникающих при адсорбции второго атома O на поверхности кресельной УНТ (4,4) и графена

Моделирование процессов взаимодействия атомов O с графеном и УНТ методом DFTB в целом подтвердило приведенные выше предположения, но также продемонстрировало, что образование различных O-содержащих групп в значительной степени зависит от взаимного расположения налетающего и адсорбированного атомов, т.е. прицельного параметра. На рис. 3 приведены диаграммы образования O-содержащих групп на поверхности УНТ и графена для случая одного адсорбированного атома (для УНТ – эфирная группа, для графена – эпоксидная). Черные линии очерчивают гексагональные ячейки на поверхности наноструктур (из-за образования эфирной группы на УНТ

входящие в нее атомы С заметно смещены), а цветовой код обозначает результат воздействия в зависимости от первоначального положения налетающего атома по отношению к О-содержащей группе.

Как видно из рис. 3а, когда атом О попадает вблизи эфирной группы на поверхности УНТ, чаще всего возникают конфигурации CNT1 (две параллельные эфирные группы) и CNT4 (две карбонильные группы). Вторая эфирная группа также образуется в случае, когда налетающий атом оказывается рядом с параллельной С–С-связью. Если первоначальное положение атома О соответствует центру гексагональной ячейки, наблюдается рассеяние под довольно большим углом (белый цвет), а в остальных случаях образуются конфигурации CNT5 и CNT2, а также эфирные и эпоксидные группы в некотором отдалении от первого адсорбированного атома. При моделировании несколько раз наблюдалось образование молекулы O_2 , однако энергии налетающего атома было недостаточно для отрыва молекулы от поверхности УНТ.

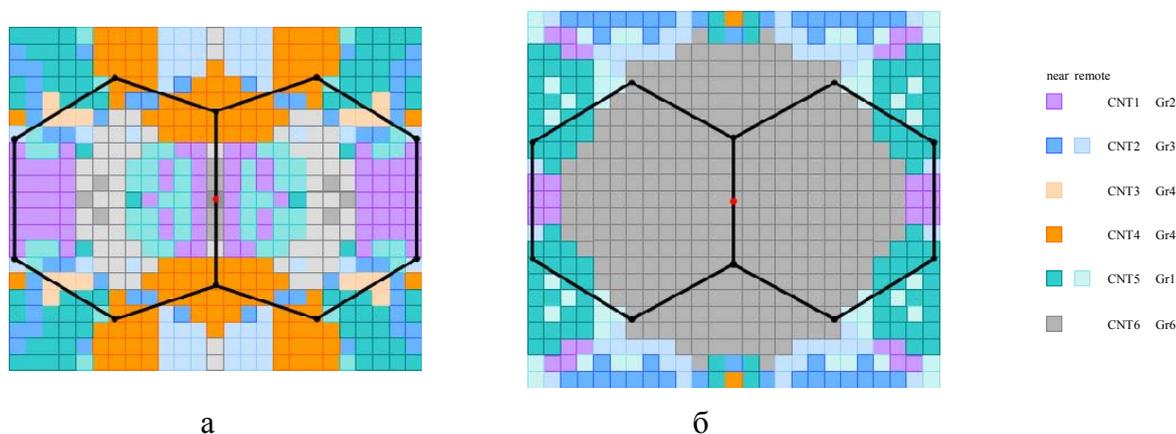


Рис. 3. Диаграммы образования О-содержащих групп на поверхности УНТ (а) и графена (б) для случая одного адсорбированного атома

В случае графена (рис. 3б) картина образования О-содержащих групп сильно отличается. Из рисунка хорошо видно, что при попадании атома О вблизи адсорбированного атома (вплоть до 1,5–2 нм) доминирующим процессом является формирование молекулы O_2 и ее последующая десорбция. В случае достаточно больших прицельных параметров чаще образуются эпоксидные структуры (конфигурация Gr1), и только при попадании атома О вблизи центра С–С связи, параллельной первоначальной эпоксидной группе, возможно возникновение двух эфирных групп (конфигурации Gr2) – в отличие от УНТ, для которой аналогичная конфигурация CNT1 является предпочтительной.

При наличии на поверхности графена нескольких адсорбированных атомов О (например, две эпоксидные группы – Gr1) взаимодействие становится более интенсивным, а вероятность десорбции с образованием молекулы O_2 снижается. Более того, в этом случае на поверхности графена чаще возникают карбонильные группы, которые облегчают образование СО и CO_2 [12].

Представленные результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными к настоящему времени. В [13] показано, что по мере облучения поверхности пиролитического графита и УНТ

потоком атомарного кислорода резко возрастает число эпоксидных групп, и только после некоторого времени начинают возникать эфирные группы, и еще позднее – карбонильные. Вывод об активном образовании молекул O_2 и их десорбции с поверхности графена подтверждается экспериментальным анализом потока частиц, покидающих поверхность пиролитического графита [12]. Среди таких частиц преобладали атомы O и молекулы O_2 , причем число молекул кислорода на порядок (~ 20 раз) превышало число атомов O , хотя доля молекул O_2 в потоке, генерируемым источником, составляла около 0,5.

Заключение

Представленные результаты моделирования воздействия сверхтепловых атомов O на углеродные наноструктуры методом DFTB позволили подтвердить выводы, полученные на основании DFT-расчетов, и в то же время продемонстрировали, что образование O -содержащих групп в существенной степени зависит от взаимного расположения налетающего и адсорбированных атомов. Полученные результаты дают возможность выявить наиболее вероятные процессы и оценить условия их протекания. В моделях, разрабатываемых для кинетического метода Монте–Карло, необходимо предусмотреть возможность учета прицельного параметра налетающих атомов кислорода.

1. Новиков Л.С., Воронина Е.Н. Перспективы применения наноматериалов в космической технике. – М.: Университетская книга, 2008, 188 с
2. Novikov L.S. Contemporary state of spacecraft/environment interaction research. *Radiation Measurements*, 1999, 30, 661.
3. Handbook of Material Modeling. Ed. Yip S. – Springer, 2005, 2965 p.
4. Elstner M. et al. *Phys. Rev. B* 1998, 58, 7260.
5. Sholland D.S., Steckel J. Density functional theory: a practical introduction. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 238 p.
6. Shpilman Z., Gouzman I., Grossman E., et al. Oxidation and etching of cvd diamond by thermal and hyperthermal atomic oxygen. *J. Phys. Chem. C* 2010, 114, 18996–19003.
7. <http://accelrys.com/products/materials-studio/>.
8. Dag S., Gulseren O., Yildirim T., Ciraci S. Oxygenation of carbon nanotubes: Atomic structure, energetics, and electronic structure. *Physical Review B*, 2003, 67, 165424.
9. Voronina E.N., Novikov L.S., Chernik V.N., Chirskaya N.P., et al. Mathematical and experimental simulation of impact of atomic oxygen of the Earth's upper atmosphere on nanostructures and polymer composites. *Inorg. Mat.: Appl. Res.*, 2012, 3 (2), 95.
10. Sun T., Fabris S. Mechanisms for oxidative unzipping and cutting of graphene. *Nano Lett.*, 2012, 12, 17.
11. Voronina E.N., Novikov L.S. Ab initio study of unzipping processes in carbon and boron nitride nanotubes under atomic oxygen impact. *RSC Adv.*, 2013, 3 (35), 15362.
12. Paci J.T., Upadhyaya H.P., Zhang J., Schatz G.C., Minton T.K. Theoretical and experimental studies of the reactions between hyperthermal $O(3P)$ and graphite: Graphene-based direct dynamics and beam-surface scattering approaches *J. Phys. Chem. A* 2009, 113, 4677–4685.
13. Larciprete R., Gardoniob S., Petacciab L., Lizzit S. Atomic oxygen functionalization of doublewalled C nanotube. *Carbon* 2009, 47, 2579–2589.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

П.А. Чесноков¹

¹ *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: petrosch@yandex.ru

Правило сумм – один из широко применяемых методов в квантовой хромодинاميке (КХД) для получения параметров основного состояния адронов [3]. Метод включает в себя 2 этапа

1) Вычисление коррелятора (это базовый объект для извлечения параметров основного состояния) при помощи операторного разложения (т.е. разложения в ряд по степеням взаимодействия кварк-глюонной материи) и применение правил сумм, которое связывает полученное разложение с коррелятором, записанным через сумму по адронным состояниям.

2) Устранение из полученной суммы вклада возбужденных состояний, выделяя исключительно влияние основного состояния. Таким образом, параметры основного состояния связываются с параметрами КХД, что позволяет найти характеристики основного состояния адронов (например, массу адрона, константу распада или форм-фактор).

Получение операторного разложения – четко определенная процедура, тогда как извлечение вклада основного состояния требует некоторых дополнительных предположений, которые не следуют из теории поля. Оказывается затруднительным контролировать достоверность использованных предположений, а следовательно, и точность извлечения параметров основного состояния методом правила сумм.

Для исследования надежности и точности процедуры извлечения параметров основного состояния адронов в методе правил сумм в КХД отлично подходит квантово-механическая модель. Во-первых, в такой модели можно построить и точно рассчитать аналог коррелятора и произвести для него операторное разложение любого порядка. Во-вторых, параметры основного состояния, такие как масса, волновая функция и форм-фактор могут быть рассчитаны точно. Поэтому, сравнивая результаты вычислений методом правил сумм с точными значениями величин, можно судить о точности метода. Тот факт, что правило сумм хорошо "работает" в квантовой механике, может являться косвенным подтверждением того, что и в КХД исследуемый подход применим.

Рассматривается нерелятивистская модель с гамильтонианом следующего вида:

$$\hat{H} = \frac{k^2}{2m} + \frac{m\omega^2 r^2}{2} - \frac{\alpha}{r}$$

и изучается поляризационный оператор (коррелятор), определяемый следующим выражением:

$$\Pi(E) = \langle \vec{r}' = 0 | \hat{G}(E) | \vec{r} = 0 \rangle$$

Здесь $G(E)$ - полная функция Грина исследуемой модели: $G(E) = \frac{1}{\hat{H} - E}$

Далее мы создаем аналог **операторного разложения** для поляризационного оператора (по своей сути это разложение по степеням взаимодействия), пользуясь рядом для функции Грина $G(E)$:

$$G(E) = G_0(E) - G_0(E)V G_0(E) + G_0(E) V G_0(E) V G_0(E) + \dots$$

Здесь $G_0(E)$ – функция Грина «свободного» гамильтониана.

Подставив данное выражение в поляризационный оператор, произведя преобразование Бореля (переход от E к T) и ряд других вычислений, имеем [1]:

$$\Pi_{OPE}(T) = \Pi_{pert}(T) + \Pi_{power}(T)$$

где

$$\Pi_{pert}(T) = \left(\frac{m}{2\pi} \right)^{3/2} \int_0^\infty dz e^{-zT} \left[2\sqrt{\frac{z}{\pi}} + \sqrt{2\pi m \alpha} + \frac{\pi^{3/2} m \alpha^2}{3\sqrt{z}} \right]$$

пертурбативный вклад, в который входят члены ряда только от кулоновской части потенциала.

$$\Pi_{power}(T) = \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \left[\frac{-\omega^2 T^2}{4} \left(1 + \frac{11}{12} \sqrt{2\pi m T \alpha} \right) \right]$$

степенные поправки, где содержатся члены, связанные с потенциалом гармонического осциллятора, а также смежные члены, содержащие в себе дополнительно и кулоновскую часть.

Также, в квантовой механике, помимо разложения в ряд для поляризационного оператора $\Pi(T)$, можно получить и точное его выражение [2]:

$$\Pi(T) = \langle \vec{r}' = 0 | e^{-\hat{H}T} | \vec{r} = 0 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} |\psi_n(r=0)|^2 \exp(-E_n T)$$

Будем называть такое выражение для $\Pi(T)$ **представлением на языке адронных состояний**, поскольку в данном случае $\Pi(T)$ связывается с суммой всех возможных состояний системы (адрона).

Итак, получено 2 выражения для поляризационного оператора $\Pi(T)$: в виде операторного разложения и на языке адронных состояний.

Применяя далее основное положение правила сумм, утверждающее, что коррелятор может быть получен двумя способами: через операторное разложение и на языке адронных состояний – дающими один и тот же результат, приравниваем друг другу два этих выражения для поляризационного оператора:

1 Отметим, что в квантовой механике два полученных выражения для поляризационного оператора естественным образом равны: это не что иное, как представление одного и того же объекта в разных базисах. Однако в КХД равенство этих выражений рассматривается лишь как утверждение метода правил сумм.

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} |\psi_n(r=0)|^2 \exp(-E_n T) = \\ & = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} dz e^{-zT} \left[2\sqrt{\frac{z}{2\pi}} + \sqrt{2\pi m\alpha} + \frac{\pi^{3/2} m\alpha^2}{3\sqrt{z}} \right] + \prod_{power}(T) \end{aligned}$$

Продолжая следовать стандартной процедуре правила сумм, делаем **предположение о дуальности**. Считаем, что вклад возбужденных состояний дуален области высоких энергий пертурбативных диаграмм. Иными словами, в левой части последнего равенства можно "отбросить" все члены ряда, ответственные за возбужденные состояния, если в правой части "обрезать" интеграл пертурбативной части на некотором значении z_{eff} (это т.н. **эффективный порог континуума**). И в предположении дуальности равенство принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & \prod_{g.s.}(T) \equiv |\psi_{g.s.}(r=0)|^2 \exp(-E_{g.s.} T) = \\ & = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \int_0^{z_{eff}} dz e^{-zT} \left[2\sqrt{\frac{z}{2\pi}} + \sqrt{2\pi m\alpha} + \frac{\pi^{3/2} m\alpha^2}{3\sqrt{z}} \right] + \prod_{power}(T) \equiv \prod_{dual}(T) \end{aligned}$$

Именно это равенство поможет нам оценить точность метода правила сумм в квантовой механике и сделать выводы о применимости такого подхода. Отметим также, что построенное аналогичным образом выражение в КХД позволяет извлечь константу распада. Сравнивать, однако, мы будем не левую и правую части равенства как таковые, а конкретные параметры основного состояния системы, извлекаемые при помощи левой части равенства (полученной на языке адронных состояний) и правой (полученной через операторное разложение). А именно, будет производиться сравнение энергий основного состояния и значение волновой функции при $r=0$. Легко проверить, что [1]

$$\begin{aligned} E_{g.s.}(T) &= -\frac{\partial}{\partial T} \ln(\prod_{g.s.}(T)), \quad E_{dual}(T) = -\frac{\partial}{\partial T} \ln(\prod_{dual}(T)), \\ |\psi(r=0)|(z_{eff}(T), T) &= \sqrt{e^{E_{g.s.} T} \prod_{dual}(z_{eff}(T), T)}. \end{aligned}$$

Перейдем непосредственно к исследованию поведения $E_{dual}(z_{eff}, T)/E_{g.s.}(T)$ и $|\psi(r=0)|(z_{eff}(T), T)$ в зависимости от T и выбора z_{eff} , что будет говорить о точности метода правил сумм.

Энергия и волновая функция основного состояния искомой системы получены при численном решении уравнения Шредингера [4]. При этом были заданы следующие значения параметров системы, наиболее удачно отражающие реальные характеристики мезонов [1]: масса кварка выбрана $m = 0.175 \text{ ГэВ}$, $\omega = 0.5 \text{ ГэВ}$, $\alpha = 0.3$. В этом случае получаются следующие результаты:

$$E_{g.s.} = 0.6473 \text{ ГэВ}, \quad \psi_{g.s.}(r=0) = 0.0783 \text{ ГэВ}^{3/2}.$$

Зная точные значения характеристик основного состояния, мы можем контролировать каждый шаг процедур по извлечению этих параметров в методе правил сумм КХД и отслеживать точность.

Единственной величиной, остающейся неизвестной в $\Pi_{dual}(z_{eff}, T)$, является параметр z_{eff} . Задав z_{eff} , мы сможем извлечь $E_{g.s.}$ и $|\psi(r=0)|$ из $\Pi_{dual}(z_{eff}, T)$. Будем считать, что эффективный порог зависит от T и рассмотрим различные приближения [1]:

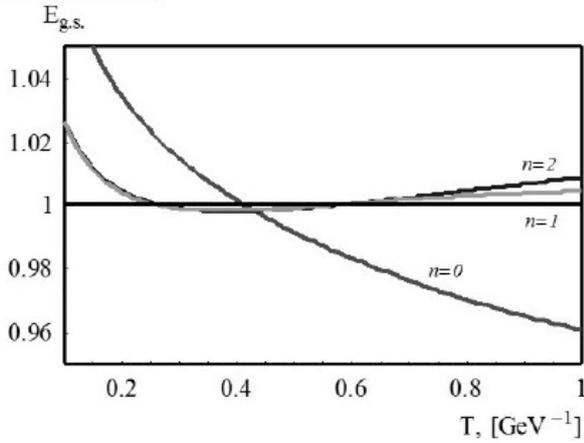
- 1) Константа: $z_{eff} = z_0$,
- 2) Линейная зависимость от T : $z_{eff} = z_0 + z_1 T$,
- 3) Квадратичная зависимость от T : $z_{eff} = z_0 + z_1 T + z_2 T^2$.

Параметры z_0, z_1, z_2 в выражениях для z_{eff} определяются численно из требования, чтобы средняя энергия дуального коррелятора максимально точно была приближена к известному значению энергии основного состояния $E_{g.s.} = 0.6473$ ГэВ в интервале $T = 0.2 - 0.8$ ГэВ⁻¹ (Этот интервал изменения T определяется требованием, чтобы наше "обрезанное" разложение давало достаточно хорошее описание полной корреляционной функции. Для этого нужно оставаться в области небольших значений T).

При помощи программного пакета Wolfram Mathematica 5.0 построены графики зависимостей $E_{dual}(z_{eff}(T), T)/E_{g.s.}$, а также $|\psi(r=0)|(z_{eff}(T), T)$ при выборе различных видов $z_{eff}(T)$ (константа, линейная функция T и квадратичная функция T). Представим окончательные результаты и кратко обсудим их.

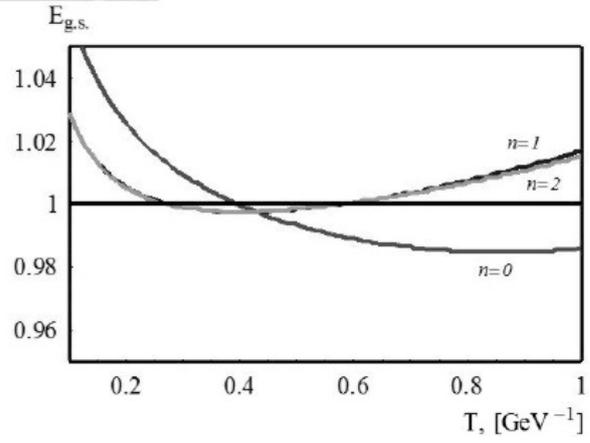
Если посмотреть на Рис. 1 а) и б), то можно заметить, что в обоих случаях приближения $z_{eff} \sim T^2$ и $z_{eff} \sim T$ находятся ближе к истинному значению, нежели приближение $z_{eff}(T) = const$.

$E_{dual}(T, z_{eff}(T))$



а)

$E_{dual}(T, z_{eff}(T))$



б)

Рис. 1: Зависимость $E_{dual}(z_{eff}(T), T)/E_{g.s.}$ при учете: а) только поправок первого порядка по взаимодействию в $\Pi(T)$ б) первых и вторых поправок по взаимодействию в $\Pi(T)$; n определяет вид зависимости $z_{eff}(T)$: 0 – константа, 1 – линейная ф-я, 2 – квадратичная ф-я.

Теперь взглянем на Рис. 2 а) и б). Отметим, что в обоих случаях точное значение $|\psi(r=0)|$ заключено между функциями с $z_{eff} \sim T^2$ и $z_{eff} \sim T$, тогда как приближение $z_{eff}(T) = const$ является наименее точным. При этом учет второго порядка по взаимодействию приближает обе функции с $z_{eff} \sim T^2$ и $z_{eff} \sim T$, соответственно, к истинному значению $|\psi(r=0)| = 0.0783$ ГэВ^{3/2}.

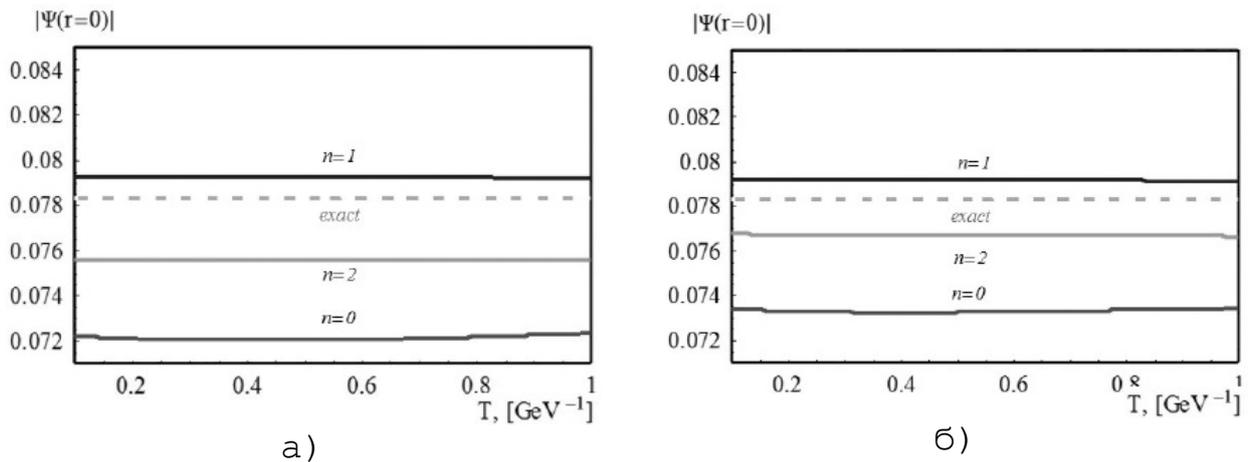


Рис. 2: Зависимость $|\psi(r=0)|(z_{eff}(T), T)$ при учете: а) только поправок первого порядка по взаимодействию в $\Pi(T)$ первых и вторых поправок по взаимодействию в $\Pi(T)$; n определяет вид зависимости $(z_{eff}(T))$: 0 – константа, 1 – линейная ф-я, 2 – квадратичная ф-я.

Что же касается отклонения полученных результатов от истинных значений $E_{dual}/E_{g.s.}$ и $|\psi(r=0)|$, то оно составляет не более 10%, что является очень хорошим результатом и говорит о том, что метод правил сумм действительно может применяться к решению подобных задач. В том числе и в КХД.

Итак, в работе в рамках квантово-механической потенциальной модели проделан весь путь по извлечению параметров основного состояния из операторного разложения для поляризационного оператора, аналогичный методу правил сумм в КХД. Показано, что:

1. При достаточно точном вычислении операторного разложения [в нашем случае - с точностью $O(\alpha^2)$ по кулоновскому потенциалу и учитывая низший член по потенциалу конфайнмента и радиационную поправку к нему] метод правил сумм позволяет определить параметры основного состояния с точностью около 10%.
2. При использовании алгоритма, основанного на зависящем от "времени" эффективном пороге, удается определить интервал значений, который содержит точное значение искомого адронного параметра.

Полученные результаты открывают возможность для использования сформулированных алгоритмов для определения характеристик основных состояний адронов в КХД.

1. W.Lucha, D.Melikhov, S.Simula. Phys. Lett B687, 48 (2010)
2. W.Lucha, D.Melikhov, S.Simula. Phys.Atom.Nucl. 71 (2008) 1461-1469
3. M.Shifman, A.Vainhstein, V.Zakharov, Nucl. Phys. B147, 385 (1979)
4. W.Lucha, F.Schöberl, Internat. J. Modern Phys. C 10 (1999) 607.

ЗАПИСЬ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК В НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

А.Г. Савельев¹, К.В. Хайдуков¹, С.И. Молчанова¹, Е.В. Хайдуков¹,
В.А. Семчишен¹, А.В. Нечаев², В.И. Соколов¹

1. ИПЛИТ РАН, Москва, Россия

2. Московский государственный университет тонких химических технологий имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

ВВЕДЕНИЕ

Наноккомпозитные полимерные материалы с импрегнированными наночастицами перспективны для применения в фотонике и оптике благодаря сочетанию преимуществ одновременно нескольких материалов. В частности, наночастицы кремния обладают высоким показателем преломления, в то время как у мономерных композиций он гораздо более низкий, это позволяет в широком диапазоне варьировать показатель преломления наноккомпозита путем изменения концентрации введенных частиц. Нанофосфоры используются для маркирования благодаря их эффективной антистоксовой эмиссии [1]. В данной работе мы сконцентрируемся на применении этих наночастиц для голографической записи информации.

ОБСУЖДЕНИЕ

1.1. Описание наночастиц

В настоящей работе были использованы частицы нанофосфоров и нанокремния. Рассмотрим более подробно процесс получения наноразмерных фосфоров. Для химического синтеза нами применились недавно разработанные методики [3], сущность которых заключается в координатной стабилизации солей прекурсоров металлов (Na, Y, Yb, Er, Tm) в растворе олеиновой кислоты без доступа кислорода при повышенной температуре. Результатом синтеза являются кристаллы α – NaYF_4 , которые легированы лантаноидами Yb^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+} в заданном молярном соотношении. Отметим, что дисперсия по размерам частиц может варьироваться путем подбора скорости охлаждения частиц. Мы получили наночастицы в размерном диапазоне от 20 до 100 нм (Рис. 1).

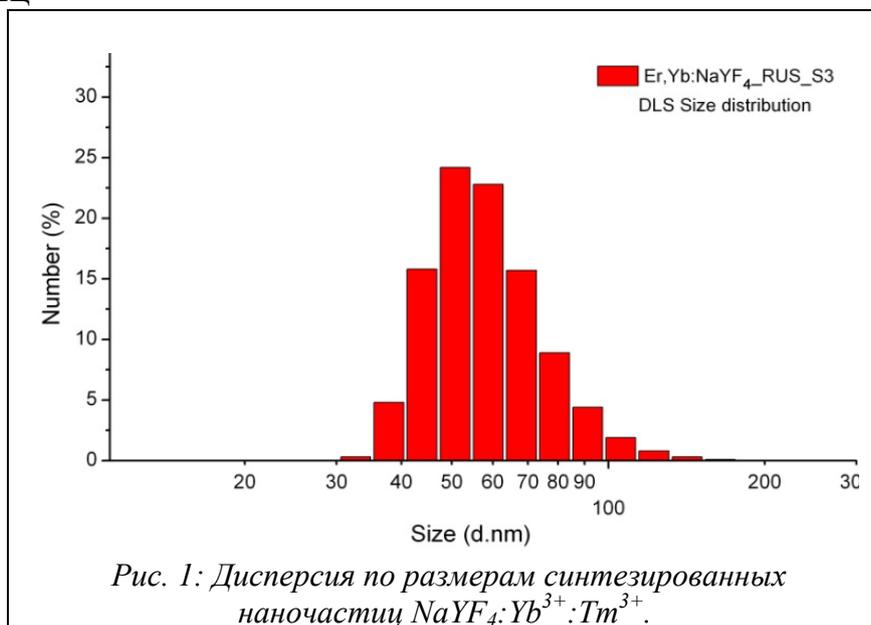


Рис. 1: Дисперсия по размерам синтезированных наночастиц $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}:\text{Tm}^{3+}$.

получили наночастицы в размерном диапазоне от 20 до 100 нм (Рис. 1).

α -фаза имеет кубическую структуру и обладает слабой эффективностью люминесценции. Поэтому такие частицы дополнительно подвергают темпера

турному отжигу при 310 °С, что приводит к переходу кубической решетки в гексагональную β -фазу, проиллюстрированную на Рис. 2.

Такие частицы обладают более высоким коэффициентом конверсии порядка 8%. Нами были синтезированы несколько модификаций матрицы NaYF_4 легированные разными элементами: Yb^{3+} и Er^{3+} , Yb^{3+} и Tm^{3+} , а так же одновременно Yb^{3+} , Er^{3+} и Tm^{3+} .

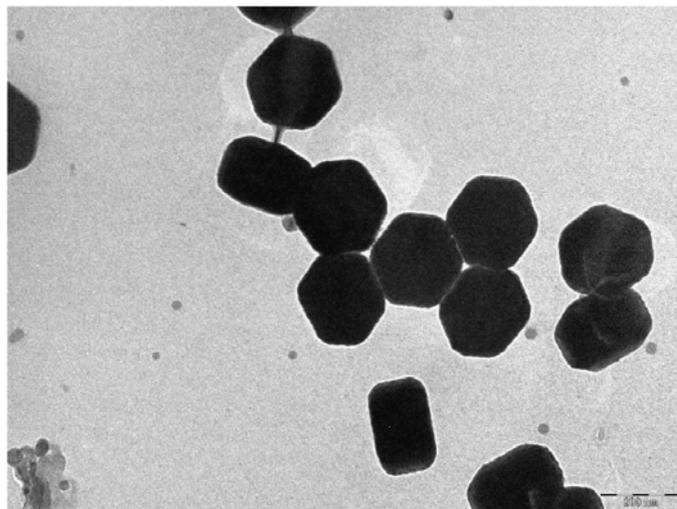


Рис. 2. Фотография частиц антистоксовых нанофосфоров $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}:\text{Tm}^{3+}$, сделанная с помощью просвечивающего электронного микроскопа.

1.2. Создание стабильных коллоидов

Как при создании водных коллоидов, так и коллоидных растворов на основе жидких мономеров необходимо учитывать является поверхность вводимых частиц гидрофобной или гидрофильной. От этого зависит ее смачиваемость жидкостью, а как следствие того и возможность создания коллоида. В нашей работе были исследованы водные коллоиды, а так же коллоидные растворы на основе стандартных углеводородных мономеров и фторсодержащих акриловых мономеров. Отмечено, что для жидких композиций мономеров стабильный коллоид может быть создан лишь в том случае, когда поверхность смачивается мономером или композицией мономеров.

Для решения данной проблемы предложено проводить модификацию поверхности [4]. Так, например, частицы нанофосфоров в нашем случае являются гидрофобными, поэтому для создания стабильного водного коллоида необходимо покрыть частицы амфифильными полимерами, которые модифицируют поверхность и делают ее гидрофильной.

Необходимо учитывать, что частицы могут быть введены в концентрации не превышающей некоторого порогового значения, превышение которого ведет к агломерации частиц. В данной работе были получены коллоидные растворы с концентрацией наночастиц до 10 %.

1.3. Перераспределение наночастиц в объеме коллоида

В данной работе мы формировали структуры из наночастиц внутри полимерного материала. Для этого жидкие способные к фотополимеризации композиции с внедренными наночастицами помещались на стекло и покрывались специальным прозрачным в УФ диапазоне кварцевым покровным стеклом. С помощью установки изображенной на Рис. 3 формировалась интерференционная картина в объеме коллоидного раствора. Источником света был He-Cd лазер на длине волны 325 нм мощностью 10 мВт. Время экспозиции составляло порядка 2 минут, после чего композиция полностью заполимеризовывалась. В результате в полимере формировалась брэгговская решетка.

На рис. 4 изображена фотография решетки Брэгга в полимере с внедренными наночастицами. Полученное на атомно-силовом микроскопе изображение поверхности такой решетки (Рис.5) показывает, что поверхность практически ровная. Это означает, что решетка сформирована не за счет изменения рельефа, а за счет миграции наночастиц кремния. Показатель преломления выше в тех областях, где больше концентрация наночастиц.

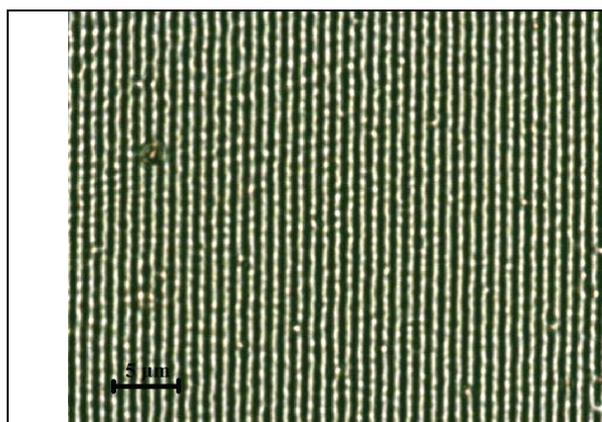
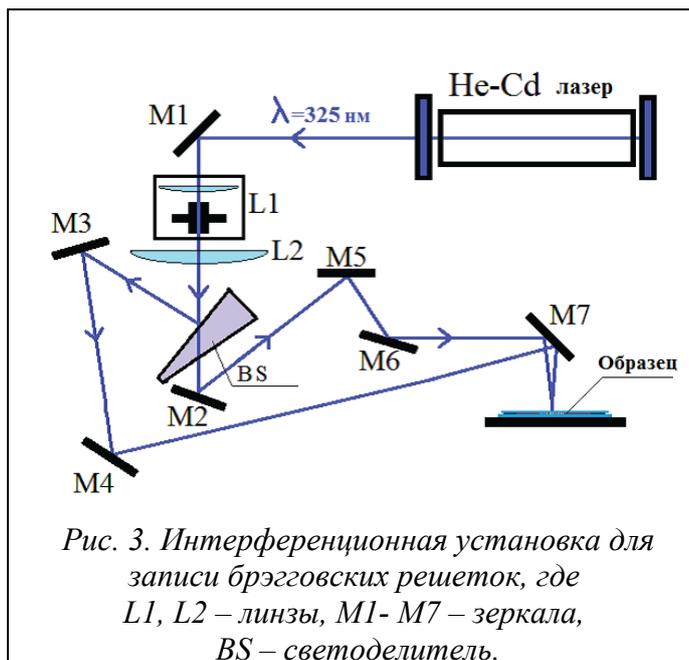


Рис. 4 Фотография брэгговской решетки с периодом 1 мкм в полимере с внедренными наночастицами кремния.

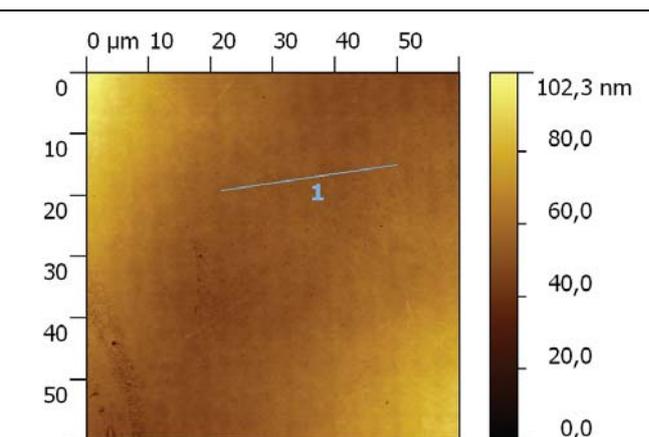


Рис. 5 Изображение поверхности брэгговской решетки с внедренными наночастицами.

На Рис. 6 показано изображение брэгговской решетки в полимере с внедренными наночастицами $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}:\text{Tm}^{3+}$ в люминесцентном микроскопе. Данное фото позволяет оценить контрастность решетки. Хорошо видны полосы люминесценции и полосы где яркость спадает практически до нуля - области с

минимальной концентрацией люминисцирующих в видимом диапазоне нанофосфоров.

Таким способом могут быть записаны решетки с разными наночастицами и периодом 500 нм – 10 мкм. Решетка может быть одномерной либо двумерной в зависимости от сформированной интерференционной картины. Во всех случаях происходит перераспределение наночастиц в объеме мономера.

В ходе процесса фотополимеризации происходит диффузия мономеров из темных участков в области пучности поля, одновременно с этим наночастицы тоже начинают диффундировать, только в обратном направлении. Такой процесс диффузии во взаимно-противоположных направлениях происходит до момента пока мономер не перейдет в заподимеризованное состояние [5, 6, 7].

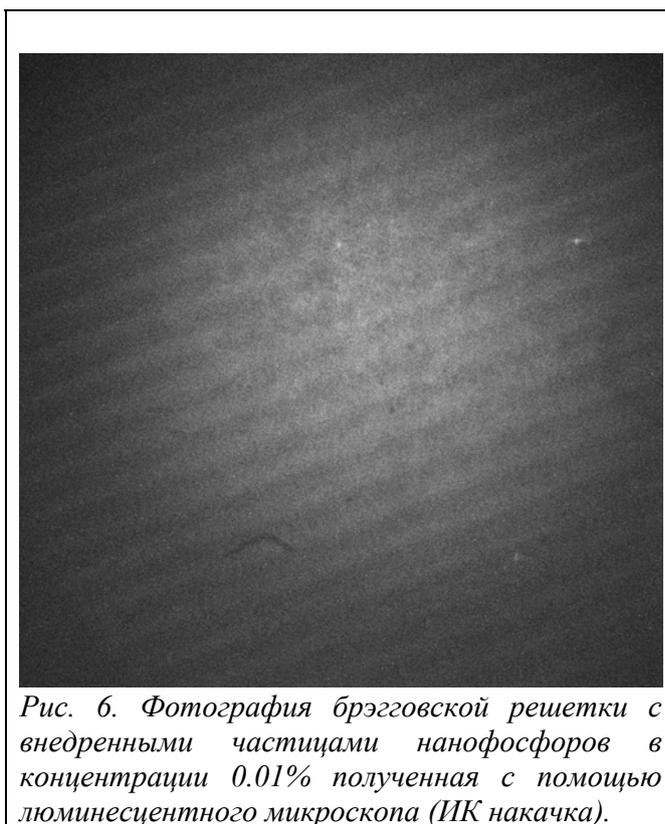


Рис. 6. Фотография брэгговской решетки с внедренными частицами нанофосфоров в концентрации 0.01% полученная с помощью люминесцентного микроскопа (ИК накачка).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показана возможность формирования голографических структур в полимерном материале. Записаны решетки показателя преломления и показано, что они действительно фазовые, а не амплитудные. Такие структуры могут быть сформированы из различных наночастиц и обладают высокой контрастностью, что дает им потенциальную возможность найти применение в фотонике.

Работа поддержана грантами РФФИ № 12-07-31223 мол_а, 12-02-31845 мол_а, 13-07-00976_А, грантом президента РФ МК-6798.2013.9 и грантом НШ-6141.2012.2.

1. A.G. Savelyev, et al. "Application of nano-sized up-conversion phosphors doped with rare-earth elements in polymer photonics", *Proc. 1st Int. Porous and Powder Materials Symposium and Exhibition PPM2013*, 278-282 (2013)
2. *Journal of the American Chemical Society* **128**, 6426-6436 (2006).
3. *Nano Lett.* **4** No.4, (2004)
4. *Appl. Optics* **43** No/ 10 2125-2129 (2004)
5. *Optics let.* **30** No. 8 839-841(2005)
6. *Optics let.* **31** No. 10 1402-1404 (2006)

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

- Андреев В.В. 17, 23
Аронзон Б.А. 40
Балакшин Ю.В. 82
Бецис Д.С. 69
Бондаренко Г.Г. 17, 23
Вертков А.В. 32
Воронина Е.Н. 93
Гаськов А.М. 43
Гончарова Н.Г. 59
Жарков М.Ю. 32
Журухина А.В. 73
Зуев Д.А. 36, 40, 43, 51
Игнатъев В.К. 51
Ишханов Б.С. 53
Канавец В.И. 27
Кузнецов А.А. 53
Кузьмина Е.И. 63
Лебедев Ф.В. 36, 43, 51
Лотин А.А. 36, 40, 43, 47, 51
Люблинский И.Е. 32
Маликова А.С. 82
Маренкин С.Ф. 40
Масловский В.М. 17, 23
Медведев В.А. 82
Михалевский В.А. 51
Мозговой Ю.Д. 27
Молчанова С.И. 105
Назаров А. В. 82
Нефедов В.Н. 13
Нечаев А.В. 105
Новиков Л.С. 87, 93
Новодворский О.А. 36, 40, 43, 47, 51
Овчинникова Л.Ю. 77
Паршина Л.С. 36, 40
Петров Д. В. 82
Петухов И.А. 36, 43
Путилин Ф.Н. 43
Румянцева М.Н. 43
Савельев А.Г. 105
Семчишен Е.В. 105
Сергеева С.И. 59
Соколов В.И. 105
Соловьев И.В. 17, 23
Столяров А.А. 17, 23
Хайдуков Е.В. 105
Хайдуков К.В. 105
Хан Дон Ен 53
Храмова О.Д. 36, 40, 43, 51
Хриткин С.А. 27
Черобыло Е.А. 43,51
Черныш В.С. 82
Чесноков П.А. 100
Чирская Н.П. 87
Шемухин А.А. 82
Шорохова А.В. 40, 43, 51

Содержание

| | |
|--|-----|
| Бруно Понтекорво | 3 |
| В.Н. Нефедов. Воздействие концентрированных потоков микроволнового излучения на материалы | 13 |
| В.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, В.М. Масловский, А.А. Столяров, И.В.Соловьев. Использование МДП-транзистора с инжекционно-модифицированными диэлектрическими слоями для измерения поглощенной дозы гамма-излучения | 17 |
| В.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, В.М. Масловский, А.А. Столяров, И.В.Соловьев. МДП-сенсоры ионизирующих излучений с повышенной чувствительностью | 23 |
| В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин. Резонансное обменное взаимодействие электронных и позитронных сгустков с компенсацией кулоновского поля | 27 |
| М.Ю. Жарков, А.В. Вертков, И.Е. Люблинский. Охлаждаемая мишень для сбора лития в вакуумной камере токамака T11-M | 32 |
| Л.С. Паршина, О.А. Новодворский, О.Д. Храмова, И.А. Петухов, Д.А. Зуев, А.А. Лотин, Ф.В. Лебедев. Импульсное лазерное напыление прозрачных проводящих пленок SnO ₂ :Sb | 36 |
| А.В. Шорохова, О.А. Новодворский, Д.А. Зуев, А.А. Лотин, Л.С. Паршина, О.Д. Храмова, Б.А. Аронзон, С.Ф. Маренкин. Импульсное лазерное осаждение тонких пленок GaSb-MnSb для задач спинтроники. | 40 |
| Д.А. Зуев, О.А. Новодворский, А.А. Лотин, А.В. Шорохова, О.Д. Храмова, Е.А. Черобыло, Ф.В. Лебедев, И.А. Петухов, М.Н. Румянцева, Ф.Н. Путилин, А.М. Гаськов. Импульсное лазерное осаждение тонких пленок In ₂ O ₃ :Sn, ZnO:Al и CdS для солнечных элементов | 43 |
| А.А. Лотин, О.А. Новодворский, Д.А. Зуев, О.Д. Храмова, А.В. Шорохова, Е.А. Черобыло, Ф.В. Лебедев. Оптические свойства наночастиц Au и Ag, синтезированных методом импульсного лазерного осаждения | 47 |
| В.К. Игнатъев, В.А. Михалевский, О.А. Новодворский. Цифровой измеритель стойкости эритроцитов | 51 |
| Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, Хан Дон Ен. Фоторасщепление изотопов молибдена | 53 |
| Н.Г. Гончарова, С.И.Сергеева. Влияние оболочечных эффектов на коллективные свойства четно-четных атомных ядер | 59 |
| Е.И. Кузьмина. Сечение фотоионизации некоторых атомных подоболочек в квадрупольном приближении | 63 |
| Д.С. Бецис. Акустические детекторы нейтрино | 69 |
| А.В. Журухина. Изготовление конического микрокапиляра для создания микропучка | 73 |
| Л.Ю. Овчинникова. Моделирование электронной пушки для ускорителя электронов с магнитным зеркалом | 77 |
| А.С. Маликова, В.С. Черныш, А.А. Шемухин, Ю.В. Балакшин, А.В. Назаров, Д.В. Петров, В.А. Медведев. Имплантация ионов железа в направлении каналирования и в направлении не содержащем открытые каналы и исследование их с помощью методики резерфордовского обратного рассеяния | 82 |
| Н.П. Чирская, Л.С. Новиков. Анализ эффективности регистрации космического излучения полупроводниковыми детекторами | 87 |
| Е.Н. Воронина, Л.С. Новиков. Моделирование воздействия сверхтепловых атомов кислорода на углеродные нанотрубки и графен | 93 |
| П.А. Чесноков. Дисперсионные правила сумм в квантовой механике | 100 |
| А.Г. Савельев, К.В. Хайдуков, С.И. Молчанова, Е.В. Хайдуков, В.А. Семчишен, А.В. Нечаев, В.И. Соколов. Запись брэгговских решеток в нанокompозитных полимерных материалах | 105 |

Труды

ХIII Межвузовской научной школы
молодых специалистов
"Концентрированные потоки энергии
в космической технике
электронике, экологии и медицине"

Под редакцией
Профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова

Ответственный за подготовку сборника к печати
доцент Э.И. Кэбин

Работа поступила в ОНТИ 20.10.2013 г.

Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии
Тел./факс:
E-mail: