

Школа посвящается 70-летию НИИЯФ МГУ

Труды

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

25-26 ноября 2014 г.

Москва
2014

УДК 539.12.01(063)
ББК 22.383
Т78

Труды

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

Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. – М.: Университетская книга, 2014. –
230 с.: табл.,ил. – ISBN 978-5-91304-566-9.

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.

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

Отпечатано в типографии "КДУ" www.kdu.ru

Тираж 100 экз.

© Московский государственный университет, 2014 г.

© НИИЯФ МГУ, 2014 г.

МОДУЛЬ ЛИТИЕВОГО ДИВЕРТОРА НА ОСНОВЕ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ТОКАМАКА КТМ

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

Работы по проектам реакторов ИТЭР и ДЕМО показали, что решения проблем приемных внутрикамерных элементов токамака, контактирующих с плазмой, на основе традиционных технических подходов и использовании существующих конструкционных материалов вызывают серьезные трудности. Наиболее перспективным кандидатом в качестве контактирующего с плазмой материала приемных пластин дивертора, лимитера, первой стенки является жидкий литий. Реализация преимуществ этого материала основана на использовании литиевой капиллярно-пористой системы (КПС) - принципиально нового материала, в котором жидкий литий заключен в матрицу из пористого твердого материала. Исследование этого типа материала было начато на токамаке Т-11М и продолжается в настоящее время на других термоядерных установках [1-3]. Принципиально новым этапом исследований стало испытание модели литиевого дивертора на казахстанском материаловедческом токамаке КТМ.

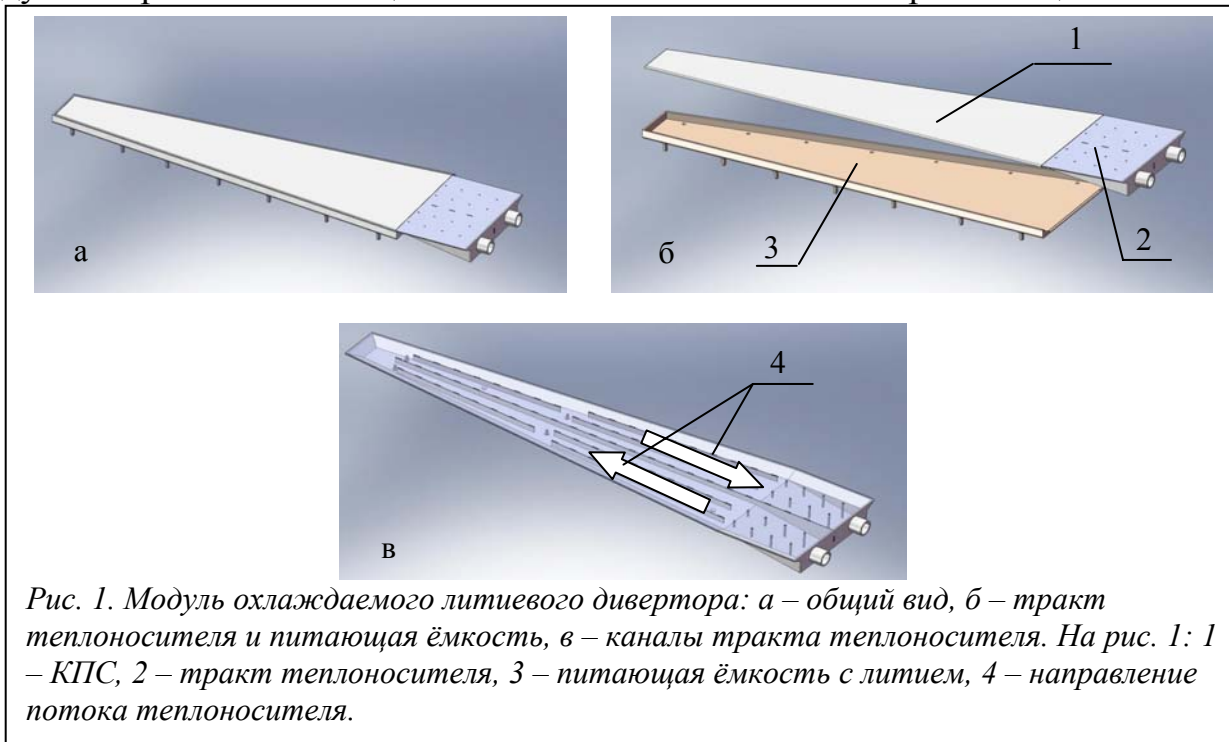
Токамак КТМ дает возможность устанавливать модули дивертора без нарушения вакуума в плазменной камере, имеет высокие энергетические параметры, обладает необходимыми диагностическими системами. Эти характеристики позволяют успешно решать проблемы литиевого дивертора применительно к проекту ДЕМО. Характеристики стендового варианта модуля литиевого дивертора (МЛД) приведены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики стендового варианта МЛД.

Характеристика	Величина
Поток энергии на литиевую поверхность	до 10 МВт/м ²
Длительность плазменного разряда	до 5 с
Макс. энергия, приходящая на приемную поверхность за разряд	700 кДж
Исходная температура поверхности лития	≥ 200оС
Максимальная температура поверхности лития	≤ 600оС
Число плазменных разрядов за кампанию	> 1000
Конструкционный материал	Х18Н10Т
Материал КПС	Х18Н10Т, W
Теплоноситель	эвтектика Na-K

Модуль литиевого дивертора токамака КТМ (1/24 часть штатного графитового дивертора) представляет собой коробчатую конструкцию с каналом протока теплоносителя (эвтектический сплав Na-K) и емкостью для подпитки литием приемной поверхности (рис. 1). Приемная поверхность

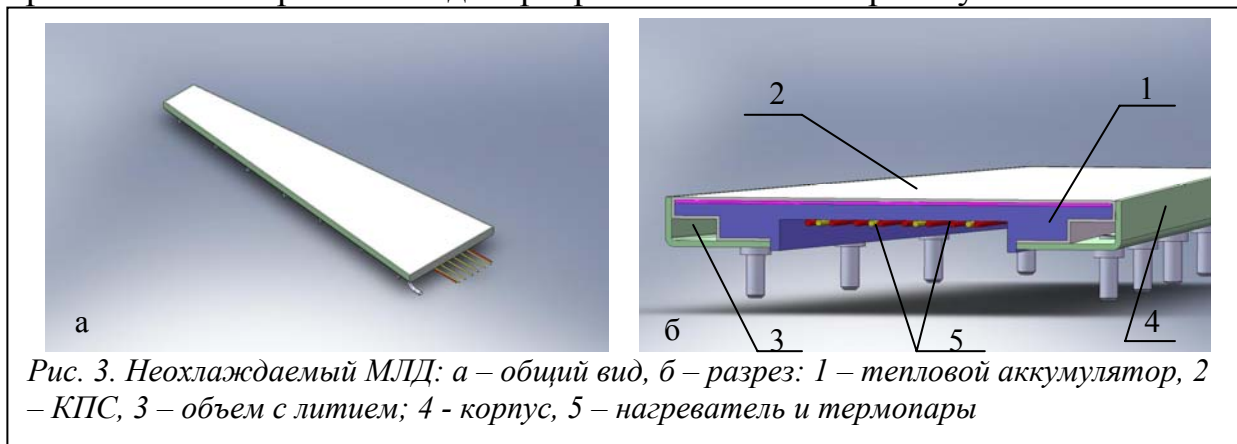
модуля покрыта КПС толщиной 1 мм на основе сетки из нержавеющей стали



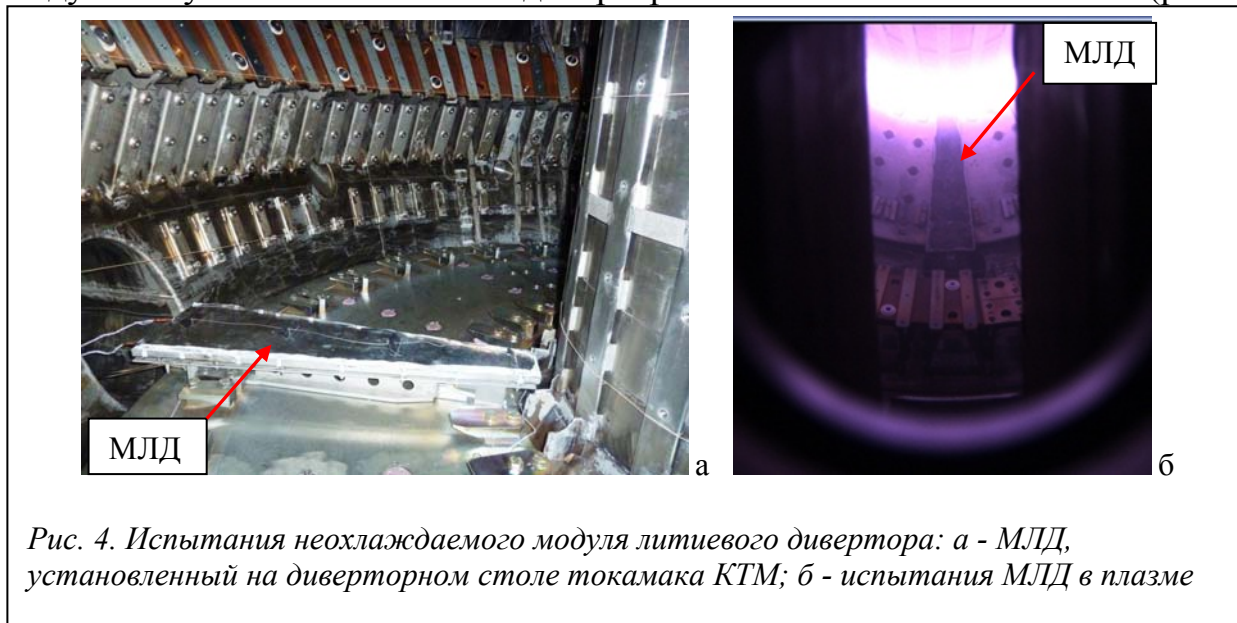
типа Х18Н9 (основная часть) и пористого волокнистого вольфрама, размещенного в области пересечения ветвей сепаратриссы с поверхностью. Поддержание исходной температуры литиевой поверхности (200°C) и ее стабилизация на уровне не выше 550°C в процессе плазменного разряда осуществляется потоком теплоносителя, температура и параметры циркуляции которого обеспечиваются и регулируются внешней системой термостабилизации (рис. 2).



Программа исследований модуля литиевого дивертора на токамаке КТМ включает рассмотрение следующих задач: исследование поведения лития в условиях токамака; исследование процессов взаимодействия плазмы с литиевой поверхностью; исследование влияния литиевого дивертора и литиизованной стенки токамака на параметры плазмы; исследование эффекта экранирования приемной поверхности дивертора за счет переизлучения на литии.

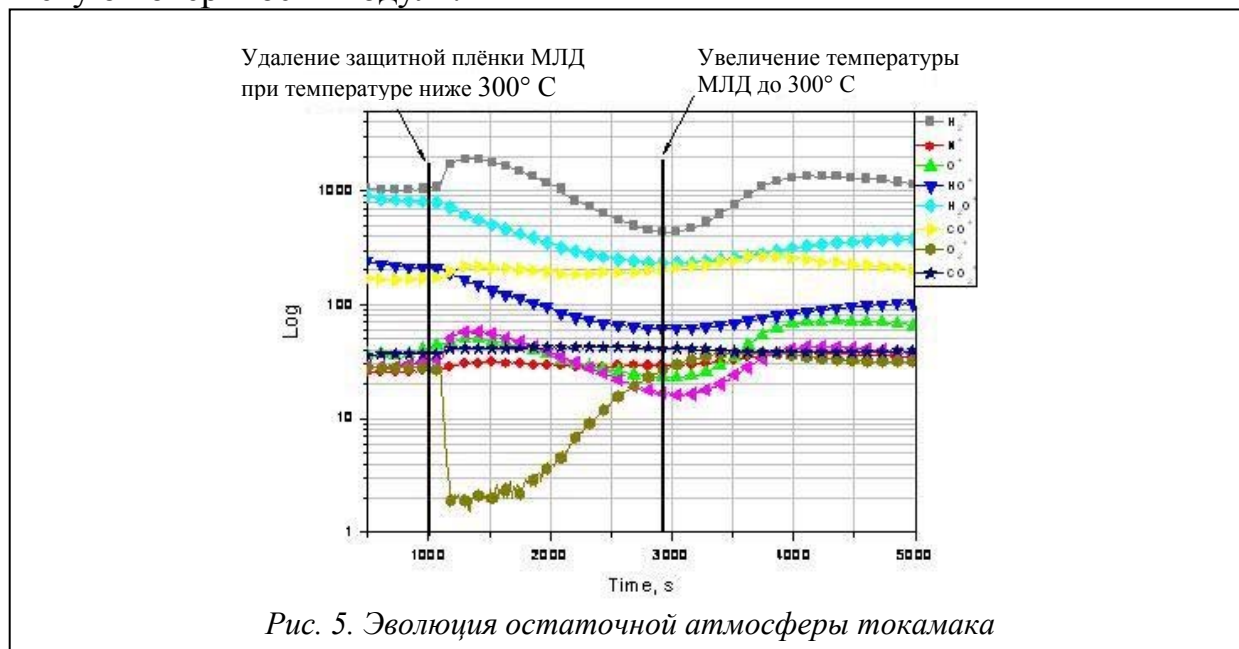


На первом этапе исследований (омический нагрев плазмы), когда тепловой поток на поверхность дивертора значительно ниже 10 МВт/м^2 , используется неохлаждаемый (автономный) модуль литиевого дивертора, в котором стабилизация температуры поверхности происходит за счет теплоемкости конструкции с тепловым аккумулятором из нержавеющей стали и молибдена, а разогрев до температуры плавления лития производится электрическим нагревателем (рис. 3). КПС этого модуля выполнена на основе сетки из нержавеющей стали (слой 50 мкм с диаметром пор 30 мкм) и мата толщиной 1 мм из вольфрамового войлока с диаметром пор 30-40 мкм, что обеспечивает требуемый капиллярный напор и хорошую теплопроводность. Неохлаждаемый модуль установлен на диверторном столе токамака (рис. 4а).



Проведена первая серия экспериментов (рис. 4б) по исследованию влияния лития на состав остаточных газов в камере токамака при температуре литиевой

поверхности до 300 °С. Показано, что присутствие лития приводит к радикальному снижению содержания кислорода, азота и паров воды. Параллельно наблюдался кратковременный рост содержания водорода с последующим снижением во времени (рис. 5), что связывается с реакцией паров воды с жидким литием. В настоящее время проводятся первые эксперименты по исследованию воздействия плазмы низких параметров на литиевую поверхность модуля.



1. S.V. Mirnov, A.M. Belov, N.T. Djigailo, et al., Recent lithium experiments in tokamak T-11M, J. Nucl. Mater., 438 (2013), pp. 224–228
2. M.L. Apicela, V. Lazarev, I. Lyublinski, et al., Lithium capillary porous system behavior as PFM in FTU tokamak experiments, J. Nucl. Mater. 386-388 (2009), pp. 821-823.
3. A. Vertkov, I. Lyublinski, F., Tabares, et al., Status and prospect of the development of liquid lithium limiter for stellarator TJ-II, Fus. Eng. Des., 87(2012), 1755-1759.

ВЛИЯНИЕ РЕЛЬЕФА ЭЛЕКТРОДА НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ У ЕГО ПОВЕРХНОСТИ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Г.Г. Бондаренко^{1,2}, В.И. Кристя³, Йе Наинг Тун³

¹Московский государственный институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»; ²Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий МГИЭМ; ³Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана
E-mail: niipmt@cea.ru

Срок службы газоразрядных приборов во многих случаях ограничивается распылением их электродов частицами плазмы разряда. На поверхности

электрода, выполняющего функции катода, обычно имеется рельеф, обуславливающий искривление линий электрического поля в приэлектродном слое разряда. Это может приводить к фокусировке бомбардирующих его ионов на вершинах рельефа, причем большей фокусировке подвергаются низкоэнергетичные ионы, т.е. наряду с пространственной возможна также и энергетическая сепарация ионов на элементах рельефа. При движении иона в рабочем газе прибора происходит его перезарядка на атомах газа, сопровождающаяся образованием быстрых атомов, имеющих ту же энергию и направление движения, что и ион в момент перезарядки [1, 2]. В случае неоднородности ионного потока в приэлектродном слое разряда, поток быстрых атомов также неоднороден, результатом чего может быть неравномерность распыления поверхности электрода.

В данной работе рассмотрено движение ионов и быстрых атомов в разряде у электрода с периодическим рельефом малой амплитуды и найдены функции распределения их потоков по энергиям.

Пусть катодный слой тлеющего разряда расположен между плоскостью $z = 0$ и катодом с рельефной поверхностью, определяемой уравнением $z_c = d_c + h_c \cos kx$, где $k = 2\pi / l_c$, d_c - ширина катодного слоя, h_c и l_c - амплитуда и период рельефа.

Вследствие искривленности поверхности катода, в приэлектродном слое разряда толщиной порядка l_c электрическое поле имеет ненулевую x - компоненту, что приводит к отклонению траекторий ионов в направлении вершин рельефа и к нарушению однородности бомбардирующего катод ионного потока. Для случая, когда искривленность поверхности мала, т.е. выполняется условие

$$h_c \ll l_c \sim \lambda_c \ll d_c, \quad (1)$$

а следовательно, мала и неоднородность ионного потока вблизи нее, приближенное решение системы, состоящей из кинетического уравнения для функции распределения потока ионов по энергиям и уравнения Пуассона для потенциала электрического поля, в приэлектродном слое имеет вид [3, 4]:

$$f_i(x, z, \varepsilon) = f_{i0}(z, \varepsilon) + f_{i1}(z, \varepsilon) \cos kx, \quad (2)$$

где $f_{i0}(z, \varepsilon)$ и $f_{i1}(z, \varepsilon)$ - функция распределения потока ионов у гладкого электрода и поправка к ней, обусловленная искривленностью его поверхности, определяемые выражениями:

$$f_{i0}(z, \varepsilon) = \left(j_0 M / e \varphi'_0(z_0(z, \varepsilon)) \right) \left[\exp(z_0(z, \varepsilon) / \lambda_c) / \lambda_c + \delta(z_0(z, \varepsilon)) \right] \exp(-z / \lambda_c), \quad (3)$$

$$f_{i1}(z, \varepsilon) = -(h_c / \lambda_c) f_{i0}(z, \varepsilon) \left[\exp(k(z - d_c)) + \exp(k(z_0(z, \varepsilon) - d_c)) \right] \varphi'_0(d_c) / \varphi'_0(z_0(z, \varepsilon)), \quad (4)$$

причем j_0 и $\varphi_0(z)$ - плотность ионного потока и распределение потенциала электрического поля у гладкого электрода, e и M - заряд и масса иона, λ_c -

длина перезарядки иона в газе, $z_0(z, \varepsilon)$ - координата последней перезарядки иона, имеющего в точке с координатой z энергию ε , определяемая соотношением $\varepsilon = e[\varphi_0(z_0) - \varphi_0(z)]$. При $\lambda_c \ll d_c$ зависимость электрического поля от координаты z в катодном слое близка к линейной [1, 2], а зависимость $\varphi_0(z)$ - к квадратичной вида $\varphi_0(z) = -U_c z^2 / d_c^2$, где U_c - катодное падение напряжения разряда, поэтому $z_0(z, \varepsilon) = d_c \sqrt{z^2 / d_c^2 - \varepsilon / eU_c}$.

Быстрые атомы, которые образуются в катодном слое при перезарядке ионов на атомах рабочего газа, испытывают упругие столкновения с атомами рабочего газа. При этом происходит потеря их энергии, часть из них перестает быть быстрыми и не участвует в распылении катода. Если средняя длина потери энергии быстрым атомом в результате столкновений с атомами рабочего газа равна λ_e , то функция распределения потока быстрых атомов по энергиям $f_a(z, \varepsilon)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{df_a}{dz} = \frac{f_i}{\lambda_c} - \frac{f_a}{\lambda_e} \quad (5)$$

с граничным условием $f_a(z_{\min}(\varepsilon), \varepsilon) = 0$, где $z_{\min}(\varepsilon)$ - минимальное значение координаты образования быстрого атома с энергией ε , определяемое соотношением $z_{\min}(\varepsilon) = d_c \sqrt{\varepsilon / eU_c}$.

Решение уравнения (5) с граничным условием с учетом выражений (2) - (4) у поверхности электрода (при $z = d_c$) может быть представлено в форме

$$f_a(x, d_c, \varepsilon) = f_{a0}(d_c, \varepsilon) + f_{a1}(d_c, \varepsilon) \cos kx, \quad (6)$$

где

$$f_{a0}(d_c, \varepsilon) = (M_i j_0 / e) (1 / 2eU_c) \left\{ (d_c^2 / \lambda_c^2) \times \right. \\ \times \int_0^{\sqrt{1-\varepsilon/eU_c}} \exp \left[-(d_c / \lambda_e) \left(1 - \sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c} \right) - d_c / \lambda_c \left(\sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c} - s \right) \right] \times \\ \times \frac{ds}{\sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c}} + (d_c / \lambda_c) \sqrt{eU_c / \varepsilon} \times \quad (7)$$

$$\times \exp \left[-(d_c / \lambda_e) \left(1 - \sqrt{\varepsilon / eU_c} \right) - (d_c / \lambda_c) \sqrt{\varepsilon / eU_c} \right] \left. \right\}, \\ f_{a1}(d_c, \varepsilon) = -(M_i j_0 / e) (1 / 2eU_c) (h_c / \lambda_c) \left\{ (d_c^2 / \lambda_c^2) \times \right. \\ \times \int_0^{\sqrt{1-\varepsilon/eU_c}} \exp \left[-(d_c / \lambda_e) \left(1 - \sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c} \right) - (d_c / \lambda_c) \left(\sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c} - s \right) \right] \times \quad (8) \\ \times \left\{ \exp \left[-kd_c \left(1 - \sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c} \right) \right] + \exp \left[-kd_c (1 - s) \right] \right\} \frac{ds}{\sqrt{s^2 + \varepsilon / eU_c}} \left. \right\}.$$

Рассчитанные из приведенных выражений составляющие энергетических спектров потоков ионов и быстрых атомов у поверхности катода при $d_c/\lambda_c = 10$, $\lambda_e/\lambda_c = 5$, $\lambda_c/l_c = 2$, $h_c/l_c = 0.1$ изображены на Рис. 1.

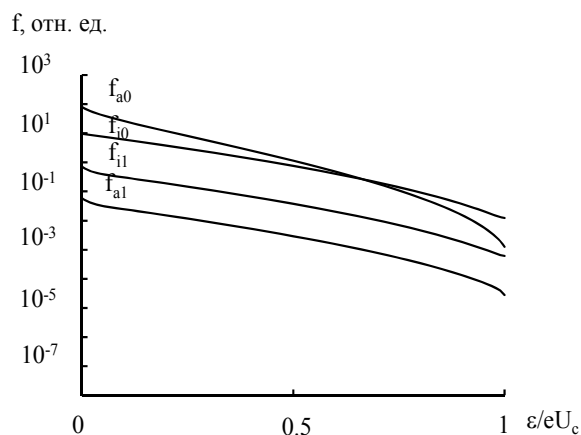


Рис. 1. Составляющие энергетических спектров потоков ионов и быстрых атомов у поверхности катода

Видно, что в указанных условиях поправка к энергетическому спектру ионов, обусловленная искривленностью поверхности катода, имеет заметную величину и оказывает влияние на его распыление, в то время как поправка к энергетическому спектру быстрых атомов на порядок меньше и может не приниматься во внимание.

1. Ю.П. Райзер Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
2. M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg Principles of plasma discharges and materials processing. New York: Wiley, 2005.
3. Аитов Р.Д., Бондаренко Г.Г., Кристя В.И. Поверхность. 1997. № 1. с. 11-14.
4. Кристя В.И., Ёе Наинг Тун // Поверхность. 2013. № 3. с. 109-112.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИЛЬНОПОЛЕВОЙ ИНЖЕКЦИИ И ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ СТРУКТУР МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК

Д.В. Андреев¹, Г.Г. Бондаренко², А.А. Столяров¹, И.В. Соловьев¹

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Калужский филиал;

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
E-mail: andreev@bmstu-kaluga.ru

Влияние сильных электрических полей и радиационных облучений на кремниевые приборы со структурой металл-диэлектрик-полупроводник (МДП)

интенсивно исследуется с середины шестидесятых годов прошлого века. При этом основные направления исследования в этой области были связаны с повышением зарядовой стабильности и радиационной стойкости МДП-приборов и интегральных схем. Использование же сильнополевых и радиационных воздействий для управления параметрами МДП-приборов практически не применялось ввиду значительных деградиационных процессов, сопутствующих этим воздействиям. Однако в последнее время благодаря разработке новых диэлектрических пленок и методов управляемого воздействия на них стало возможным проводить радиационную и сильнополевую обработку МДП-структур с целью улучшения и модификации их характеристик [1-5].

В данной работе рассмотрена возможность модификации электрофизических характеристик МДП-структур путём сильнополевой туннельной инжекции электронов в диэлектрик и плазменной обработки кристаллов, а также проведена оценка временной и температурной стабильности параметров модифицированных структур.

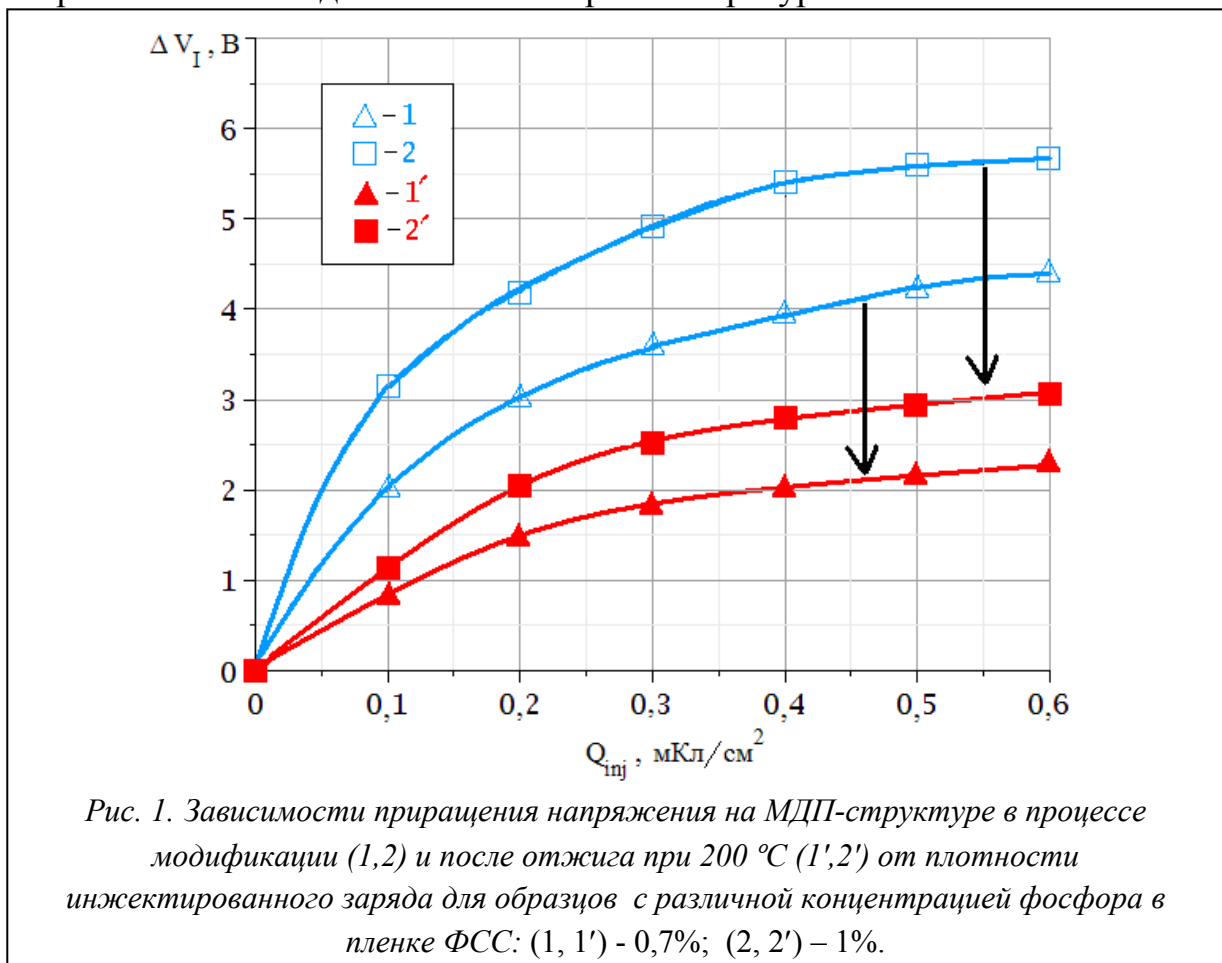
В качестве экспериментальных образцов использовались тестовые МДП-конденсаторы на основе термического диоксида кремния (SiO_2) и пленки SiO_2 , пассивированной слоем фосфорно-силикатного стекла (ФСС), изготовленные на кремнии n-типа. Двуокись кремния толщиной $30 \div 100$ нм получали термическим окислением кремния в атмосфере кислорода при температурах $850 \div 1000$ °С с добавлением 3% HCl. Пленку ФСС формировали диффузией фосфора из газовой фазы путем пиролиза смеси $\text{POCl}_3\text{-O}_2$ при температуре 900 °С. С целью получения экспериментальных образцов с различной толщиной ФСС варьировалось время загонки фосфора в пределах от 3 до 6 минут. В качестве затвора использовались плёнки поликремния (Si^*) толщиной 0,6 мкм, легированные фосфором до 20 Ом/□ и пленки алюминия толщиной 1,2 мкм площадью $10^{-4} \div 10^{-2}$ см².

Для инжекционной модификации электрофизических характеристик МДП-структур использовалась сильнополевая туннельная инжекция электронов из кремниевой подложки [1,2] в режиме протекания постоянного инжекционного тока плотностью от 0,1 до 10 мкА/см² в диапазоне температур от 20 до 100 °С. В процессе инжекции осуществлялся контроль напряжения на МДП-структуре, что позволило получить информацию об изменении зарядового состояния диэлектрической пленки непосредственно в процессе модификации. Для определения величины термостабильной компоненты накопленного в диэлектрике отрицательного заряда, после инжекционных воздействий МДП-структуры подвергались отжигу при температуре 200 °С в течение времени от 200 с до 30 мин.

Изменение зарядового состояния МДП-структур контролировалось с использованием высокочастотного C-V метода и метода многоуровневой токовой нагрузки [6]. В течение сильнополевой инжекции, в режиме протекания постоянного тока измерялось приращение напряжения на МДП-структуре ΔV_I , характеризующее изменение зарядового состояния исследуемого

образца [4,6]. ВЧ плазменная обработка проводилась в стандартных промышленных установках с реакторами объемного и диодного типа на частоте 13,6 МГц в кислородной плазме.

В ранее проведенных исследованиях [4,5] было показано, что отрицательный заряд, накапливающийся в плёнке ФСС в структурах Si-SiO₂-ФСС-Al в процессе туннельной инжекции электронов в сильных электрических полях, может использоваться для коррекции порогового напряжения МДП-приборов с такой структурой. На основе измерения токов термостимулированной деполяризации и исследования изотермической релаксации C-V характеристик при нескольких фиксированных температурах установлено, что при сильнополевой туннельной инжекции электронов в МДП-структурах Si-SiO₂-ФСС-Al накапливаемый отрицательный заряд состоит из двух компонент. Первая компонента обладает низкой термополевой стабильностью и практически полностью стекает при отжиге 200 °С. Вторая - термостабильная компонента заряда - начинает релаксировать лишь при температурах более 230 °С. Таким образом, для получения приборов с высокой термополевой стабильностью после модификации зарядового состояния инжекцией электронов их необходимо отжигать при температурах около 200 °С.

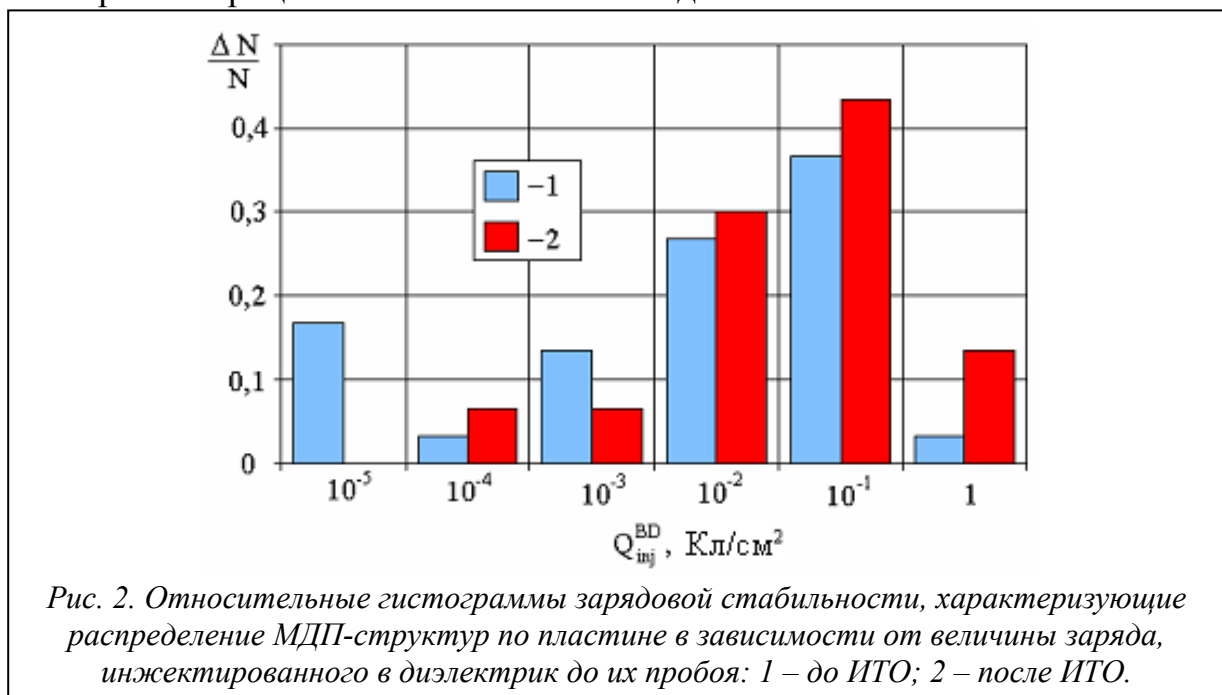


На рисунке 1 приведены зависимости сдвига порогового напряжения МДП-транзистора после сильнополевой туннельной инжекции электронов из кремниевой подложки в подзатворный диэлектрик (кривые 1,2) и последующего отжига (кривые 1',2') от времени инжекции. Для реализации

режима сильнополевой инжекции электронов из кремниевой подложки к затвору МДП-транзистора прикладывался импульс постоянного тока плотностью 1 мкА/см^2 .

Кривые 1',2' на рисунке 1 характеризует термостабильную компоненту отрицательного заряда, для получения которой после инжекционной модификации МДП-транзисторы отжигались при температуре $200 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 20 мин. Как видно из рисунка 1, термостабильная компонента отрицательного заряда составляет около 60 % от общей плотности заряда, накопленного в диэлектрике в процессе инжекции.

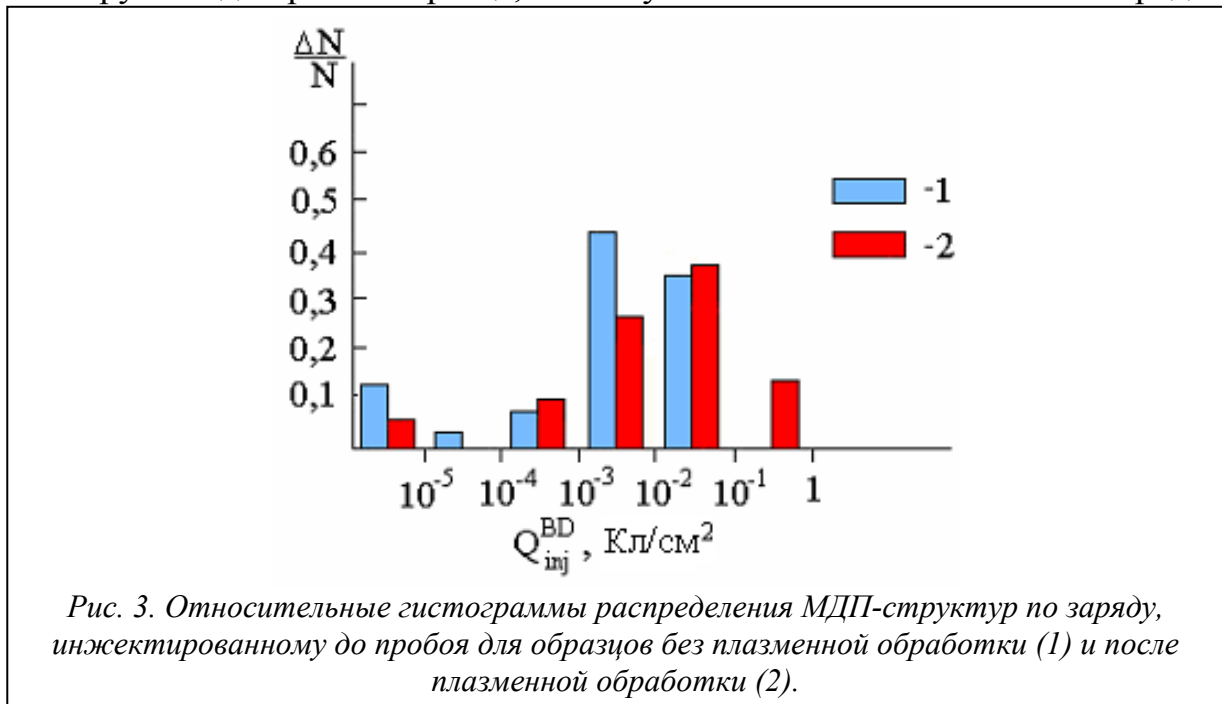
Другим направлением применения сильнополевой туннельной инжекции для модификации диэлектрических пленок МДП-структур является проведение инжекционно-термической обработки (ИТО), позволяющей повышать надежность МДП-приборов и выявлять образцы, содержащие зарядовые дефекты. Инжекционно-термическая обработка МДП-структур заключается в сильнополевой инжекции в диэлектрик заданной плотности заряда электронов и последующем высокотемпературном ($200 \text{ }^\circ\text{C}$) отжиге образцов. В работах [3,4,5] была показана идентичность большинства процессов деградации МДП-структур, протекающих при воздействии ионизирующей радиации и при сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик. Замена радиационных обработок сильнополевой инжекцией существенно упрощает процесс испытаний, а также позволяет получить большой объем дополнительной информации за счет контроля изменения зарядового состояния подзатворного диэлектрика в процессе сильнополевого воздействия.



На рис. 2 показаны относительные гистограммы распределения МДП-структур по плотности заряда, инжектированного до пробоя диэлектрика, иллюстрирующие влияние ИТО. Гистограмма 1 на рис. 2 соответствует группе структур без ИТО, а гистограмма 2 соответствует группе структур после ИТО.

Из гистограмм, приведенных на рис. 2, видно, что ИТО позволяет выявлять и устранять структуры с грубыми дефектами изоляции. В результате, после обработки практически отсутствуют структуры с малым (менее 1 мКл/см^2) зарядом, инжектированным до пробоя, и при этом не снижается инжекционный ресурс образцов, что является положительным фактом при проведении ИТО. Благодаря применению инжекционно-термической обработки, происходит достаточно заметное повышение инжекционной и радиационной стойкости МДП-структур (рис. 2), что может быть объяснено образованием более совершенной структуры подзатворного диэлектрика, поскольку сильнополевая инжекция электронов разрывает напряженные связи в пленке SiO_2 и на границе раздела Si-SiO_2 , а последующий отжиг восстанавливает валентные связи, но уже без их деформации [3].

Найдено, что при определенных режимах плазменных обработок могут значительно снижаться плотность и скорость генерации новых электронных ловушек в двуокиси кремния, возникающих при сильнополевой инжекции заряда электронов. Это позволяет значительно повысить зарядовую стабильность структуры и увеличить такой важный параметр, как величина заряда, инжектированного в диэлектрик до пробоя образца [3,6]. На рис. 3 представлены гистограммы зарядовой стабильности, характеризующие распределение по пластине МДП-структур в зависимости от величины заряда, инжектированного в диэлектрик до их пробоя для необработанных (1) и обработанных (2) в плазме пластин с исследуемыми образцами. Как видно из рис. 3, после плазменной обработки максимальная величина заряда, инжектируемая до пробоя образца, может увеличиваться более чем на порядок.



Таким образом, установлено, что отрицательный заряд, накапливающийся в плёнке ФСС в структурах с двухслойным подзатворным диэлектриком SiO_2 -ФСС в процессе сильнополевой туннельной инжекции электронов, может

использоваться для модификации электрофизических характеристик МДП-приборов с такой структурой. Для повышения надежности и выявления образцов, содержащих зарядовые дефекты, предложено проводить инжекционно-термическую обработку МДП-структур. Плазменные воздействия также могут улучшать характеристики МДП-приборов, повышая инжекционную и радиационную стойкость подзатворного диэлектрика.

Работа выполнена в рамках государственного задания МГТУ им. Н.Э. Баумана министерства образования и науки РФ (проект № 1117) и в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ в 2014 году.

1. Назаров А.Н., Лысенко В.С. ВЧ плазменная обработка как метод радиационно-термического наводораживания микроэлектронных кремниевых структур // Микроэлектроника. 1994. Т.23. № 4. С.45-65.
2. Левин М. Н., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Гитлин В.Р. Моделирование процессов рентгеновской корректировки пороговых напряжений МДП-интегральных схем// Микроэлектроника. 2006. Т. 35. № 5. С.382-391.
3. Lombardo S., Stathis J.H., Linder P., Pey K.L., Palumbo F., Tung C.H. Dielectric breakdown mechanisms in gate oxides// J. Appl. Phys. 2005. Vol.98. P.121301.
4. 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.
5. Андреев В.В., Бондаренко Г.Г., Столяров А.А., Васютин М.С., Коротков С.И. Влияние температуры на инжекционную модификацию диэлектрических пленок МДП-структур// Перспективные материалы. 2008 № 5. С.26-30.
6. Andreev V.V., Bondarenko G.G., Maslovsky V.M., Stolyarov A.A. Multilevel current stress technique for investigation thin oxide layers of MOS structures // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 41 (2012) 012017.

АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОПУТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ТРУБЕ ДРЕЙФА

Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин

Московский институт электроники и математики

Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»

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

Электрорадиационные усилители широко используются в радиоэлектронной аппаратуре, требующей большой СВЧ-мощности на высоких частотах, а также в области научных исследований, связанных с ускорением частиц высоких энергий и нагревом плазмы в контролируемых термоядерных реакциях. Несмотря на то, что механизм взаимодействия волн пространственного заряда разноскоростных многолучевых электронных потоков для усиления или генерации микроволн известен давно, в последнее время вновь стал проявляться интерес разработчиков к устройствам подобного типа. Это связано, прежде всего, с возможностью продвижения в область более высоких частот, включая терагерцовый диапазон.

Переход к пространственно-развитым потокам и сверхразмерным электродинамическим системам позволил получать высокие уровни выходной мощности [1, 2]. Многолучевые потоки заряженных частиц в таких устройствах можно рассматривать в виде совокупности связанных генераторов (генерирующих полосок) [1, 3, 4]. Важную роль при этом играют механизмы принудительной и взаимной синхронизации, приводящие к получению режима электронной моды и самоорганизации активной резонансной среды [4].

В данной работе развиты методы теории связанных волн пространственного заряда для попутных электронных потоков с учетом коэффициента редукции плазменных колебаний [5]. Записаны уравнения связанных волн и получены решения дисперсионного уравнения в режимах трех- и четырехволновой связей волн [6]. Режимы большого сигнала исследуются в рамках общего подхода, развитого с учетом провисания потенциала на основе нелинейной нестационарной методики и модели крупных частиц [7]. Методом крупных частиц проведен траекторный анализ нелинейных процессов взаимодействия двух попутных разноскоростных электронных потоков.

1. Основные уравнения связанных волн попутных электронных потоков

В рамках гидродинамического приближения и метода связанных волн проводилось теоретическое исследование продольного непрерывного взаимодействия двухлучевых потоков в круглом гладком волноводе. В линейном приближении методами теории связанных волн исследуются дисперсионные характеристики при непрерывном взаимодействии попутных электронных потоков. Уравнения связанных волн плазменных колебаний в первом (или втором) потоке, находящемся под воздействием кулоновского поля другого потока, имеют вид [2]

$$\left[\frac{d}{dz} + i(\beta_{e1} \mp \beta_{q1}) \right] a_{q1\pm} = -i|c_{12}|(M_{21}a_{q2+} - a_{q2-}), \quad (1a)$$

$$\left[\frac{d}{dz} + i(\beta_{e2} \mp \beta_{q2}) \right] a_{q2\pm} = -i|c_{21}|(M_{12}a_{q1+} - a_{q1-}), \quad (1б)$$

где c_{12} , c_{21} , M_{12} , M_{21} – коэффициенты, учитывающие связи волн потоков.

Для получения характеристического уравнения связанной системы относительно комплексного коэффициента распространения γ общее решение ищется в виде:

$$\begin{aligned} a_{q2\pm}(z) &= a_{q2\pm}(0)\exp(\gamma z), \\ a_{q1\pm}(z) &= a_{q1\pm}(0)\exp(\gamma z). \end{aligned} \quad (2)$$

Предполагаемые решения (2) подставляются в систему уравнений для попутных электронных потоков (1), после чего находится детерминант системы, который приравнивается к нулю

$$|A - \gamma E| = 0, \quad (3)$$

где A – матрица, составленная из коэффициентов при $a_{q1\pm}$ и $a_{q2\pm}$ системы (1), E – единичная матрица.

Полученное характеристическое уравнение (3) непрерывного четырехволнового двулучевого взаимодействия справедливо в широкой полосе частот.

2. Дисперсионные характеристики при взаимодействии попутных электронных потоков в трубе дрейфа

Взаимодействие в устройствах на попутных потоках зависит от редуцированных частот плазменных колебаний пучков и условий синхронизма волн пространственного заряда. Используется расширенное выражение для редуцированной плазменной частоты с учетом динамических поправок [6]. В случае попутных пучков эффективное взаимодействие достигается при синхронизме медленной волны широкого (с большим радиусом действия кулоновских сил) потока и быстрой волны узкого (с малым радиусом действия кулоновских сил) потока.

При взаимодействии быстрой волны (a_{q2+}) медленного потока с медленной волной (a_{q1-}) быстрого потока осуществляется режим, аналогичный режиму усилителя ЛБВ с характерным экспоненциальным распределением мощности вдоль длины системы. Связь быстрых волн пространственного заряда, а также связь двух медленных волн попутных потоков характеризуется периодической перекачкой энергии.

В качестве примера рассмотрим режимы усиления ЛБВ в системе двух попутных электронных потоков в круглом гладком волноводе, рис. 1. Из рис. 1а видно, что условия синхронизма выполняются для быстрой волны медленного электронного потока и медленной волны быстрого пучка. Рассматривается случай трехволновой связи волн, соответствующий аperiodической связи волн с усилением и периодической перекачке мощности.

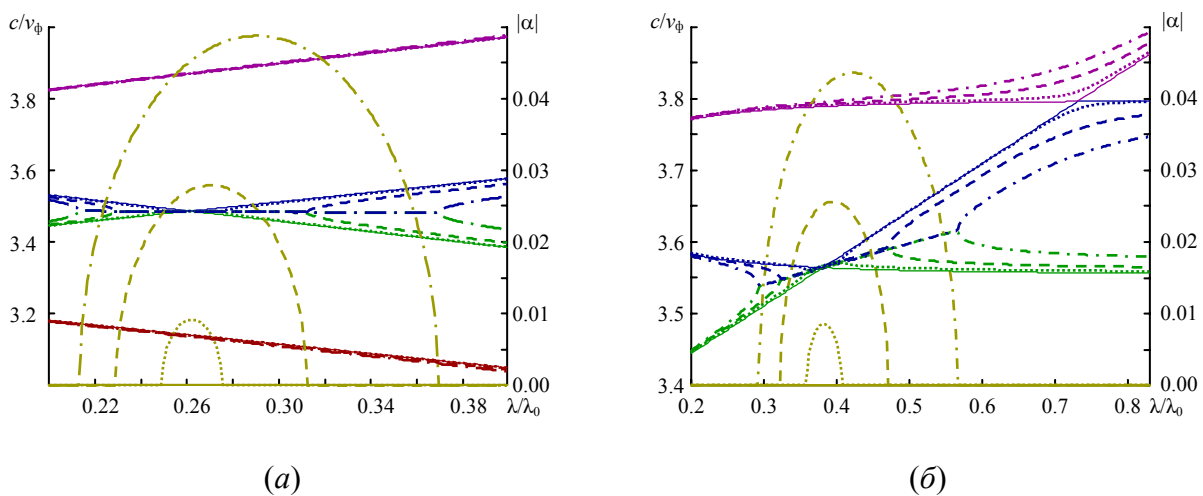


Рис. 1. Дисперсионные зависимости замедления и параметра нарастания от нормированной длины волны двух широких (а) и широкого и узкого (б) попутных электронных потоков ($U_{01}=20$ кВ, $U_{02}=25$ кВ; $I_{01}=I_{02}=2$ А; $\omega_{p1}=\omega_{p2}=0,2$) при изменении связи между пучками $M_{12}=M_{21}=0$ – сплошные линии; 0,1 – пунктирные линии; 0,3 – штриховые линии; 0,5 – штрих-пунктирные линии

В общем случае, следует рассматривать взаимодействие попутных широких или узких пучков заряженных частиц. Взаимодействие быстрых волн этих потоков соответствует направленному ответвителю с периодической или аperiodической связью волн. Попутный поток рассматривается с ограниченным расхождением медленных и быстрых волн. При слабой связи широких попутных потоков заряженных частиц возникает двухволновая связь (рис. 1а), а при взаимодействии узкого и широкого пучков реализуется режим трехволновой связи (рис. 1б).

3. Метод крупных частиц и основные уравнения нелинейной теории

При исследовании нелинейного взаимодействия потока и поля прямолинейные электронные потоки удобно представлять в виде дискретных моделей различного типа. При решении задач методом численного моделирования электронный поток представляется в виде последовательности макрочастиц. Их число может меняться во времени из-за влета и вылета частиц во входном и выходном сечениях и оседания медленных частиц на стенки электродинамической структуры. Скорость частиц на входе в систему изменяется согласно заданию импульсов ускоряющего напряжения $V_0(t)$ [7].

Взаимодействие сверхвысокочастотного поля с электронным потоком может сопровождаться обратным движением электронов, поэтому анализ таких процессов удобно проводить в неподвижной системе координат со временем в качестве независимой переменной. Уравнение движения крупной частицы номера n записывается с учетом воздействия вихревого электрического поля эквивалентного зазора и кулоновского поля взаимодействия

$$\frac{d^2 z_n}{dt^2} = -\frac{|e|}{m_0 \gamma^3} (E_{1qz} + E_{2qz}),$$

где $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ – релятивистский фактор, v -скорость частицы, c -скорость света

в вакууме, E_{1qz} , E_{2qz} – продольные составляющие кулоновского поля, создаваемого в эквивалентной трубе дрейфа первым и вторым потоками соответственно. Для каждой частицы известны время влета во входное сечение t_{0n} , начальная скорость v_{0n} , определяемая ускоряющим напряжением V_0 , и значение заряда $Q_n = \frac{I_0(t_{0n})T}{N}$, где $I_0(t_{0n})$ -ток электронного пучка на входе в систему, N -число крупных частиц, влетающих за время T .

4. Нелинейное взаимодействие попутных электронных потоков

На рис. 2 приведены распределения фазовых траекторий вдоль системы двух взаимодействующих попутных потоков при изменении коэффициента связи потоков.

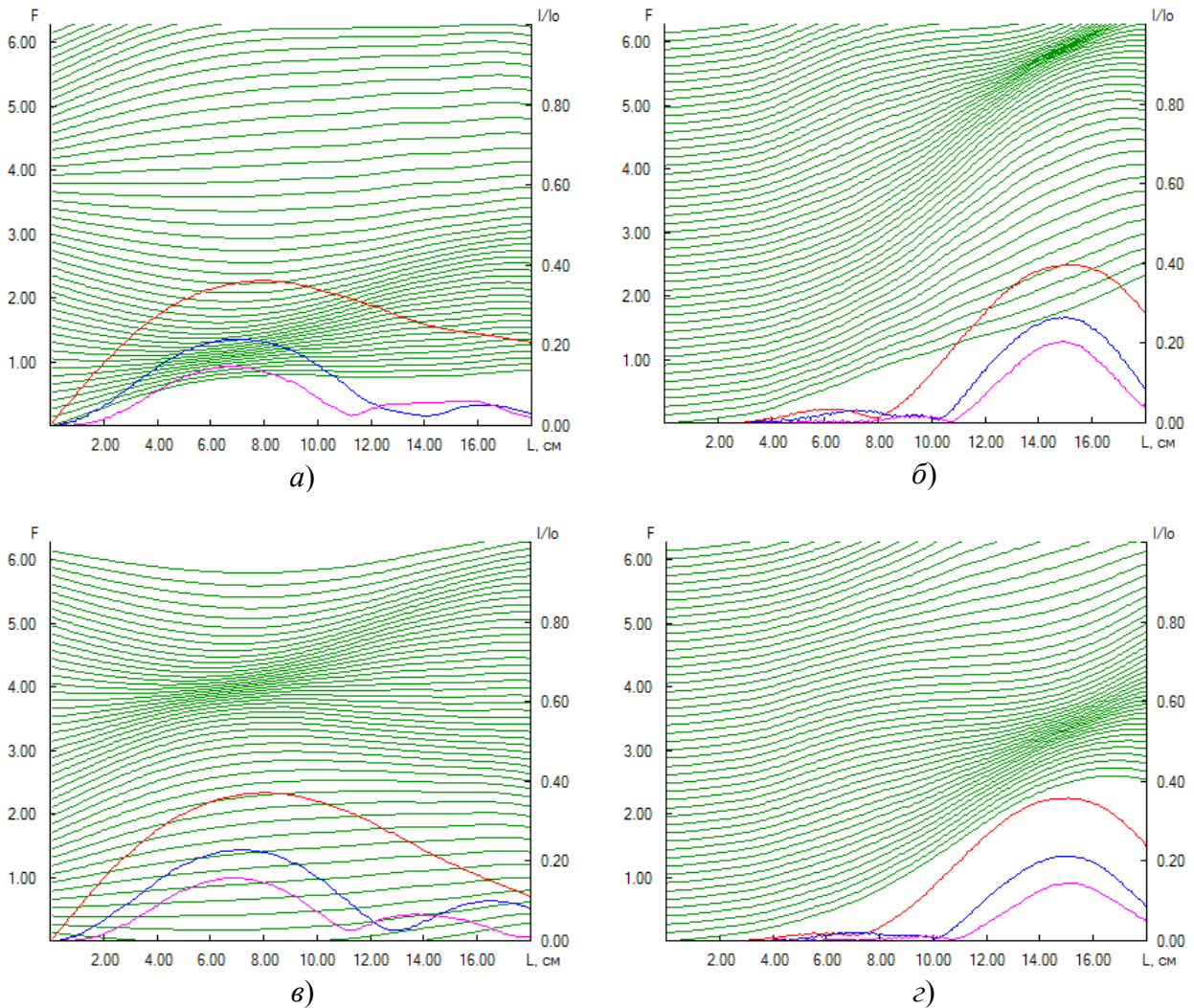


Рис. 2. Зависимости фазовых траекторий крупных частиц и гармоник тока медленного (а, в) и быстрого (б, г) попутных электронных потоков от длины пространства взаимодействия при изменении коэффициента электронного взаимодействия между пучками: $M = 0,7$ (а, б); $0,5$ (в, г);

На рис. 2 приведены фазовые траектории медленного (рис. 2а, в) и быстрого (рис. 2б, г) потоков, а также даны зависимости амплитуд гармоник тока потока от длины системы. Из приведенных рисунков видно, что по мере уменьшения коэффициента связи потоков плотность сгустков крупных частиц постепенно снижается. Также наблюдается небольшое изменение распределения гармоник тока электронного пучка. Из рис. 2. видно, что существуют области сгущений и разрежений на представленных фазовых траекториях крупных частиц. Образование сгустка медленного потока обусловлено действием модулирующего сигнала и сил пространственного заряда. Влияние модулированного потока приводит к группированию быстрого немодулированного пучка. Взаимное влияние потоков учитывается коэффициентом связи. По мере прохождения вдоль системы частиц первого потока образуется последующий сгусток, обусловленный влиянием сгруппированного второго потока. Таким образом, наблюдается перекачка энергии между электронными потоками. Характер образования сгустков

крупных частиц аналогичен группировке в ЛБВ.

Заключение

В линейном и нелинейном приближениях развиты методы анализа двулучевого взаимодействия попутных электронных потоков в трубе дрейфа. Рассмотрены особенности режимов взаимодействия с усилением и без усиления волн. В двулучевых устройствах на попутных потоках усиление сигнала определяется взаимодействием пучков, имеющих различные скорости, при этом часть кинетической энергии одного потока превращается в энергию возрастающей волны второго потока. Методом крупных частиц рассмотрено нелинейное взаимодействие попутных электронных потоков и проведен траекторный анализ разноскоростных потоков.

1. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука. 1991. 296 с.
2. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: МГУ. 1993 г.
3. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Синхронизация электронных генераторов на малых объемах активной резонансной среды при электростатической фокусировке //Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 6. С. 753-757.
4. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Самовозбуждение и синхронизация многолучевого микроволнового генератора на потоках электронных осцилляторов //Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 3. С. 357-363.
5. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И., Хриткин С.А. Динамические эффекты и электронные волны в периодическом волноводе //Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 1996. № 1. С. 43-49.
6. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И., Хриткин С.А. Четырехволновое взаимодействие потока и поля в резонансном периодическом волноводе //Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. № 3. С. 341-347.
7. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Волновые процессы и импульсная генерация в периодическом волноводе с электронным потоком //Известия Российской академии наук. Серия физическая. 1999. Т. 63. № 12. С. 2333-2339.

ЛАЗЕРНАЯ ЗАПИСЬ СУБМИКРОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК В ПОЛИМЕРНЫХ ВОЛНОВОДАХ

К.В. Хайдуков, В.И. Соколов, А.Г. Савельев, Е.В. Хайдуков

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН

E-mail: haidukov_11@mail.ru

В последнее время значительное внимание уделяется методам формирования полимерных волноводов и субмикронных Брэгговским фильтров с целью создания высокоскоростной оптической шины для обмена данными между СБИС в микропроцессорных вычислительных устройствах [1 – 3].

Решетки, расположенные в световедущей жиле волокна или волновода, могут быть использованы в качестве узкополосных частотно-селективных фильтров, оптических элементов мультиплексоров-демультиплексоров, распределенных Брэгговских отражателей и компенсаторов дисперсии.

В связи с повышенным интересом к субмикронным брэгговским решеткам, была создана экспериментальная установка на основе He-Cd лазера (Рис. 1). Установка позволяет формировать рельефные мастер-решетки на поверхности полупроводникового материала InP с периодом 0.3 - 0.53 мкм.

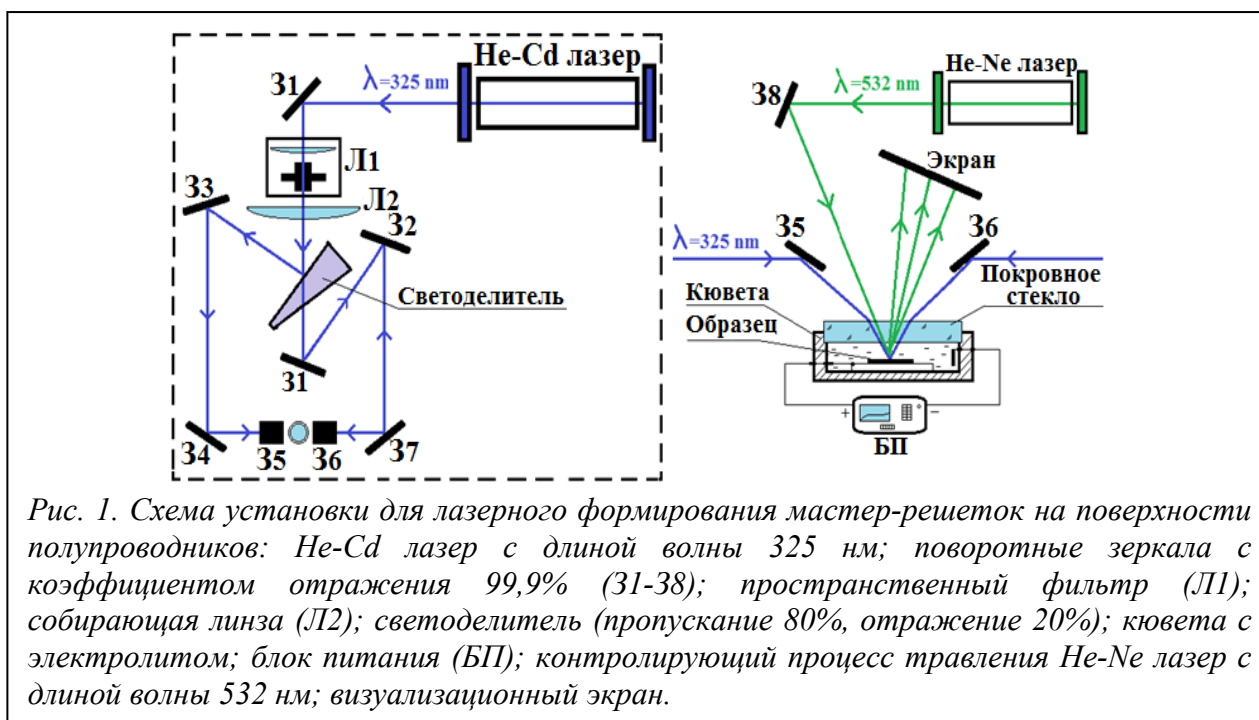
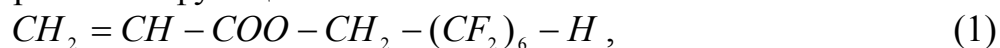
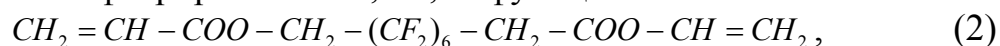


Рис. 1. Схема установки для лазерного формирования мастер-решеток на поверхности полупроводников: He-Cd лазер с длиной волны 325 нм; поворотные зеркала с коэффициентом отражения 99,9% (31-38); пространственный фильтр (Л1); собирающая линза (Л2); светоделитель (пропускание 80%, отражение 20%); кювета с электролитом; блок питания (БП); контролирующий процесс травления He-Ne лазер с длиной волны 532 нм; визуализационный экран.

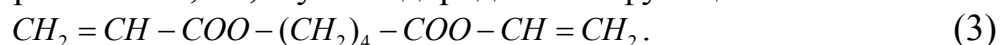
Для формирования полимерных фазовых масок методом фоторепликации использовалась композиция, состоящая из фторсодержащих и углеводородных акриловых мономеров: монофункционала



обладающего степенью фторирования 66,7%, бифункционала



со степенью фторирования 54,5%, и углеводородного бифункционала

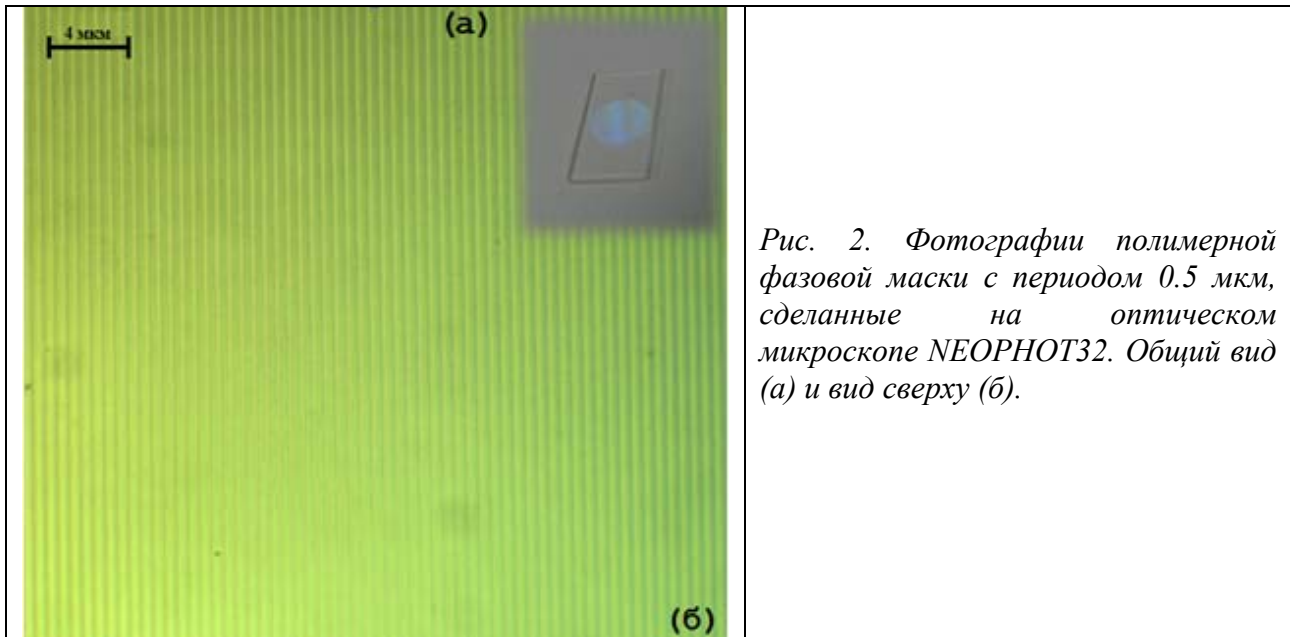


Готовую жидкую композицию с помощью механического 1-канального дозатора наносили на подложку (кварцевое стекло) и накрывали сверху мастер-моделью. При этом композиция растекалась, заполняя зазор между кварцевой подложкой и мастер-моделью, причем избыток композиции выдавливался к краям подложки. После этого композиция облучалась УФ излучением (газоразрядной лампы OSRAM) в течение 60 - 90 секунд и полимеризовалась. Затем сборка механически разделялась, при этом полимерный слой оставался на поверхности подложки с отпечатанным рельефом от мастер-решетки. Фотография изготовленной фазовой маски представлена на фотографии, Рис. 2.

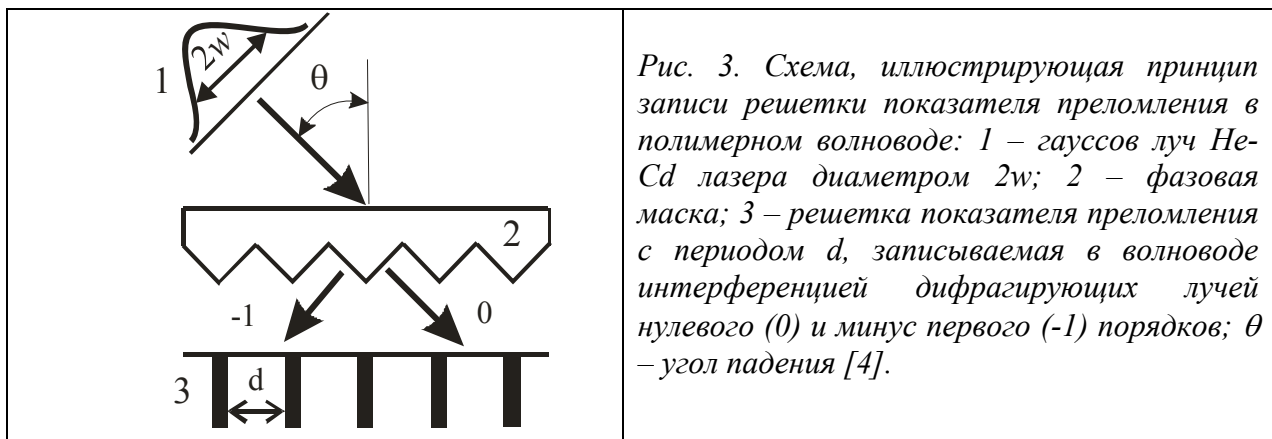
Центральная длина волны брэгговского фильтра задается формулой

$$\lambda_{Br} = 2dn_{eff} \quad (4)$$

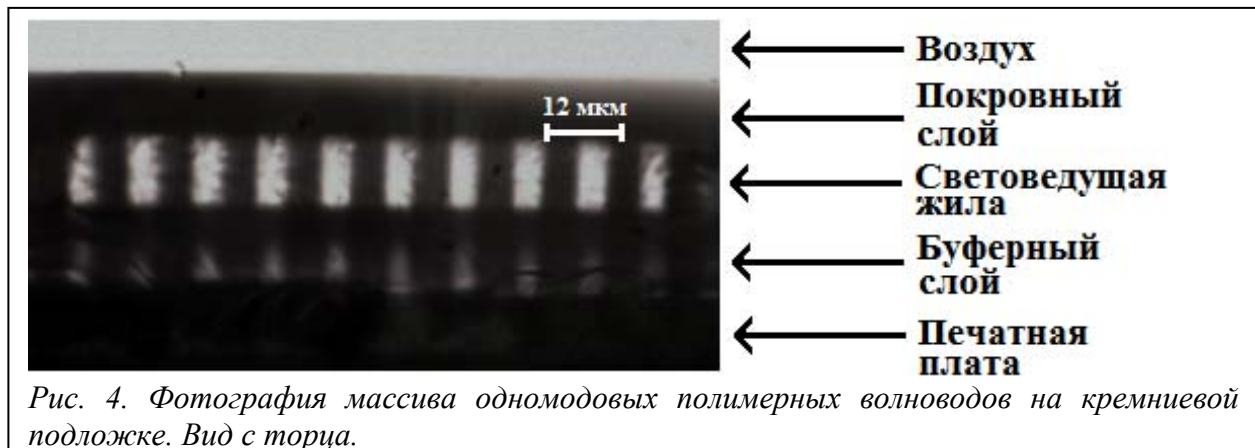
где d – период решетки, n_{eff} – эффективный показатель преломления волноводной моды.



Формирование субмикронных решеток показателя преломления в полимерных волноводах проводилось путем освещения волновода излучением гелий-кадмиевого лазера ($\lambda = 325$ нм) через фазовую маску. Схема, иллюстрирующая принцип записи решетки, представлена на Рис. 3.



Для того чтобы изготовить Брэгговский фильтр, заранее были сформированы одномодовые полимерные волноводы (Рис. 4) шириной $w = 6$ мкм, высотой $h = 14$ мкм, расстояние между волноводами равно 7 мкм. Таким образом, аспектное отношение волноводов составляет $h/w = 2.3$.



Композиция, из которой были сформированы волноводы, должна быть заполимеризована на 75 - 80 процентов. В процессе записи брэгговской решетки происходит дополимеризация композиции, в результате чего образуется периодическая модуляция показателя преломления. Поэтому были подобраны времена УФ облучения, которые составляли 20 - 40 секунд. С помощью численного моделирования в программе VeamProp были оптимизированы геометрические размеры волноводов, чтобы эффективный диаметр световой моды в волноводе был близок к соответствующему значению для одномодового кварцевого волокна. Это обеспечивает высокую эффективность торцевого ввода излучения из волокна в волновод и наоборот.

С помощью разработанного лазерного голографического метода в волноводах были сформированы субмикронные решетки с периодом $d \approx 0.3 - 0.53$ мкм и длиной $L = 10$ мм. Время освещения лазерным излучением составляло 90 - 120 секунд. На Рис. 5 представлено схематическое изображение и фотография сформированного брэгговского фильтра.

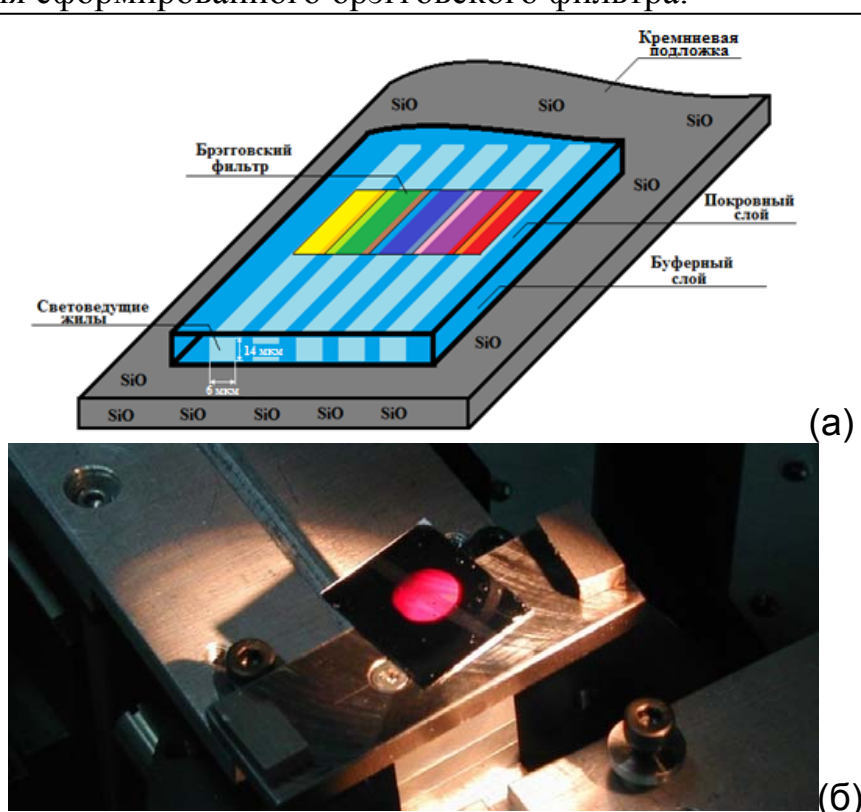


Рис. 5. Схема (а) и фотография (б) массива полимерных волноводов на кремниевой подложке с решеткой показателя преломления, записанной излучением гелий-кадмиевого лазера (325 нм) через кварцевую фазовую маску. Красное пятно в центре подложки – результат дифракции коллимированного белого света от решетки.

Записанные в полимерных волноводах решетки являются стабильными во времени и не стираются при однородном освещении УФ излучением. Мы предполагаем, что физический механизм образования решетки включает лазерно-индуцированную дополимеризацию остаточных мономеров и вызванный этим массоперенос мономеров из темновых участков интерференционной картины в освещенные области [5]. Это приводит к повышению показателя преломления в освещенных областях и его понижению

в темновых участках, при этом средний показатель преломления в области решетки остается неизменным.

1. B.J. Offrein, C. Berger, R. Beyeler, R. Dangel, L. Dellmann, F. Horst, T. Lamprecht, N. Meie, R. Budd, F. Libsch, J. Kash. Parallel Optical Interconnects in Printed Circuit Boards // Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5990. PP. 59900E-1-59900E-9.
2. А.С. Ахманов, О.Е. Наний, В.Я. Панченко. Оптическая передача информации в супер - эвм и микропроцессорных системах // Lightwave (Russianedition). 2008. № 3. С. 46-53.
3. А.С. Ахманов, О.Е. Наний, В.Я. Панченко. Оптическая передача информации в супер - эвм и микропроцессорных системах // Lightwave (Russianedition). 2008. № 4. С. 52-55.
4. В.И. Соколов, А.И. Худобенко. Узкополосные брэгговские фильтры для спектральной области 1.5 мкм на основе одномодовых кварцевых волокон с боковой полировкой. // Квантовая Электроника. Т. 33, № 6. 2003. С. 545-546.
5. В.Н. Семиногов, В.И. Соколов, В.Я. Панченко. Точные решения в задаче дифракции волн на брэгговских решетках с аподизированным асимметричным, симметричным и антисимметричным коэффициентом связи. // Радиотехника и электроника. Т. 51, №1. 2006. С. 1-9.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СПОСОБ ДИАГНОСТИКИ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛОТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Р.Н. Ризаханов¹, А.А. Бармин¹, Р.И. Рудштейн^{1,2}
¹ ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»; ² МИЭМ НИУ ВШЭ
 E-mail: nanocentre@kerc.msk.ru; netronix2@yandex.ru

Вывод потока электронов в плотную газовую среду (в том числе и в воздушную атмосферу) существенно расширяет технологические возможности применения электронных пучков [1]. Вневакуумная реализация таких процессов, как поверхностное упрочнение, сварка, резка металлов существенно повышает их производительность в сравнении с вакуумным исполнением. Открываются новые возможности применения концентрированных потоков энергии подобного рода в решении задач плазмохимии, очистки дымовых газов от токсичных примесей и т.п. Стоит отметить, что одной из наиболее востребованных на сегодняшний день областей технологического вневакуумного применения электронных пучков является упрочнение (закалка) приповерхностных слоев железнодорожных рельсов, направленное на снижение их износа и повышение ресурса.

Оптимизация процессов технологической обработки материалов концентрированным электронным потоком, необходимая для выбора рабочего режима и параметров используемого генератора, требует знания таких характеристик, как распределение плотности тока и плотности мощности потока электронов по оси и радиусу пучка. При этом в равной степени важным представляется владение методом как аналитического, так и

экспериментального определения указанных величин.

Метод аналитической оценки плотности тока пучка был описан в работе [2] в рамках феноменологической модели. Пользуясь полученными там соотношениями, выразим плотность мощности потока первичных электронов в произвольной точке, расположенной на расстоянии r от оси симметрии пучка и осевом расстоянии z от окна вывода пучка через плотность тока $J(r, z)$ и среднюю энергию электронов в сечении $E(z)$:

$$P_{pr}(r, z) = \frac{J(r, z)}{e} E(z), \text{ или}$$

$$P_{pr}(r, z) = E(z) \frac{j_0}{e} \exp \left\{ -\frac{z}{a} - \left[\frac{r}{b(z)} \right]^2 \right\}.$$

Здесь j_0 – осевая плотность тока первичных электронов в исходном сечении; a – величина, определяемая коэффициентом поглощения; e – заряд электрона.

В [2] показано, что функция $b(z) = r_0 \sqrt{f(z) e^{z/a}}$ представляет огибающую пучка, определяющую для данного сечения z расстояние от оси пучка, на котором значение плотности тока в e раз меньше по сравнению с осевым значением, r_0 – радиус пучка в начальном сечении.

Функция $f(z)$ определяет закон деградации полного тока пучка по мере удаления от окна вывода и обычно аппроксимируется линейной зависимостью $f(z) = 1 - z/L$, где L носит смысл экстраполированного пробега электрона.

Средняя энергия электронов в рассматриваемом сечении z $E(z) = \left(E_0^{5/3} - \frac{\rho z}{C} \right)^{3/5}$ [3], где E_0 – средняя энергия электронов в исходном сечении, ρ – плотность среды, C – константа, индивидуальная для вещества среды.

Рисунок 1 дает картину распределения плотности мощности потока первичных электронов по координатам r и z .

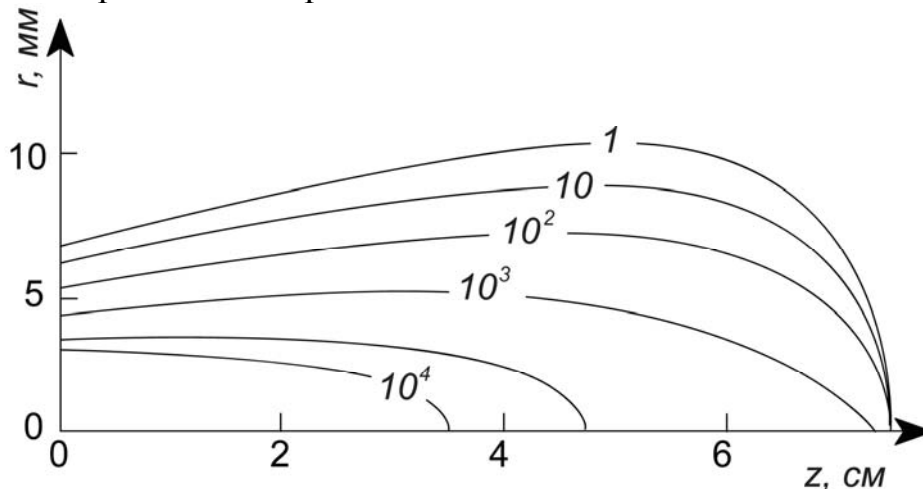


Рис. 1 – Линии равной плотности мощности потока первичных электронов, Вт/м². Значения получены для атмосферного воздуха при нормальных условиях, $E_0 = 80$ кэВ, $r_0 = 2$ мм.

Для проведения непосредственного экспериментального измерения

параметров первичного пучка предлагается метод подвижного коллектора с малым отверстием, который заключается в последовательном разложении (с помощью движущегося отверстия) поперечного сечения электронного пучка на малые элементы и измерении токов этих элементов. Найденная таким образом зависимость тока, прошедшего через отверстие, от местоположения этого отверстия (координат его центра) будет определять собой функцию распределения плотности тока вдоль линии перемещения отверстия.

Следует отметить, что изначально электронной пушкой генерируется моноэнергетический поток электронов, но вследствие прохождения через плотную газовую среду происходит его размытие по спектру. При этом концентрация образующихся вторичных электронов значительно превышает концентрацию первичных (в $10^4 - 10^5$ раз), а следовательно, и плотность плазменного тока существенно превышает плотность тока первичного пучка. Данное обстоятельство создает трудность проведения измерения тока первичных электронов и ставит задачу разделения быстрых частиц с характерными энергиями 20 – 80 кэВ и медленных – плазменных – с характерными энергиями 1 – 3 эВ. В качестве решения предлагается способ пассивной сепарации обозначенных классов частиц тонким слоем диэлектрика, основанный на зависимости глубины проникновения электронов в вещество от их энергии [4]. Тонкий диэлектрический слой в этом случае играет роль своеобразного фильтра, беспрепятственно пропуская высокоэнергетические электроны и удерживая («отсекая») электроны с малыми значениями энергий. В таблице приведены характерные размеры глубины свободного пробега электрона в различных диэлектрических материалах – Ta_2O_5 , Al_2O_3 , TiO_2 .

Таблица. Глубина проникновения электронов в материал, нм

Материал диэлектрика	Начальная энергия, кэВ						
	0,4	0,7	1	2	3	4	5
Ta_2O_5	2,5	6,4	11,5	36,7	72,3	116,8	169,6
Al_2O_3	4,0	10,1	18,3	58,3	114,7	185,4	269,1
TiO_2	3,9	10	18,1	57,4	113,1	182,8	265,4

Схема устройства измерительного зонда и направление его движения при сканировании проиллюстрированы на рис. 2. Представленная схема компоновки зонда позволяет измерять параметры первичных электронов пучка в широком диапазоне их энергий.

Зонд располагается в пространстве таким образом, что его ось параллельна оси вывода пучка, т.е. поток электронов преимущественно направлен по нормали к рабочей площадке зонда. Движение зонда осуществляется в плоскости, перпендикулярной продольной оси пучка. При падении потока электронов на рабочую поверхность зонда диафрагмой 1 производится «вырезка» электронного пучка по его поперечному сечению – т.е. выделение малой измеряемой составляющей его тока. Далее поток проходит сквозь диэлектрический экран 2, осуществляющий отсечку медленных вторичных

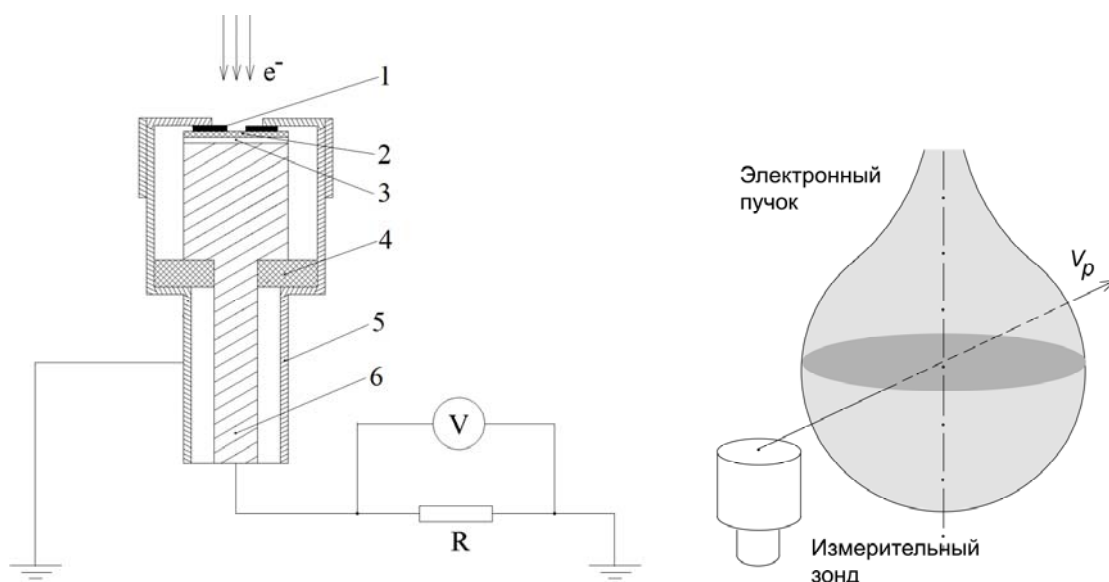


Рис. 2 – Схема устройства измерительного зонда (слева) и схема пролетного режима сканирования пучка (справа). 1 – сменная металлическая диафрагма; 2 – диэлектрический экран для «отсечки» вторичных электронов; 3 – мишень (токосъемник); 4 – диэлектрическая шайба; 5 – корпус зонда; 6 – внутренний коллектор.

электронов, после чего попадает на металлическую мишень 3 (токосъемник). Через коллектор 5 токосъемник передает полученный заряд измерительному устройству, регистрирующему величину протекающего в единицу времени заряда (силу тока).

Конструктивно фильтрующий экран 2 и токосъемник 3 представляют собой единую деталь в форме металлического диска с нанесенным на ее поверхность тонким слоем (толщиной около 100 нм) диэлектрического покрытия, выполненного из токонепроводящего материала, например, оксида алюминия. Из соображений технологичности токосъемник и коллектор выполняются в виде отдельных элементов.

Достаточно длительное интенсивное тепловое воздействие потока электронов способно привести к оплавлению элементов зонда и, как следствие, потере его работоспособности. Наиболее уязвимой в этом отношении частью зонда является токосъемник.

Для уменьшения тепловой нагрузки на конструкцию детектора до приемлемого уровня целесообразно применить пролетный режим сканирования, когда зонд пересекает электронный поток с достаточно большой постоянной скоростью v_p на некотором расстоянии от выводного окна z_0 .

Оценим скорость перемещения зонда, необходимую для того, чтобы чувствительный элемент токосъемника не разрушился. Поскольку скорость предполагается высокой, теплопроводностью и излучением с поверхности можно пренебречь. В процессе измерений температура материала токосъемника T не должна превысить критическую температуру T_{max} , при которой в материале начинают происходить необратимые фазовые изменения.

Очевидно, что наиболее напряженные теплофизические условия возникают при движении детектора вдоль хорды, проходящей через ось симметрии пучка электронов. Ограничимся интегрированием вдоль этой траектории движения как оценкой сверху для нагрева токосъемника. Энергия, полученная единицей

площади токосъемника на расстоянии z_0 от выходного сечения, равна:

$$q(z_0) = 2 \int_0^{\infty} \frac{j(r, z_0)}{e} E(z_0) \frac{dr}{v_p} = \sqrt{\pi} \frac{E(z_0)}{v_p} \cdot \frac{j(z_0)}{eb(z_0)}.$$

Окончательно оценка для определения минимальной скорости детектора выглядит следующим образом (рис.3):

$$(1 - \eta)q(z_0) \leq \rho C_p \Delta T_{\max} \Delta z_{ep},$$

$$v_p \geq \sqrt{\pi} \frac{(1 - \eta)E(z_0)}{\rho C_p \Delta T_{\max} \Delta z_{ep}} \cdot \frac{j(z_0)}{eb(z_0)},$$

где ρ , C_p – соответствующие теплофизические константы материала токосъемника; Δz_{ep} – глубина проникновения первичных электронов в материал токосъемника; $\Delta T_{\max} = T_{\max} - T$ – разность между максимально допустимой и фактической температурой токосъемника; η – коэффициент отражения первичных электронов от поверхности токосъемника, определяющий отношение числа электронов, отраженных от поверхности мишени, к общему числу падающих электронов.

Для структуры типа «пленка на массивной подложке» коэффициент отражения η рассчитывается по формуле [5]:

$$\eta = \eta_s + \eta_f(D) \left[1 - \frac{\eta_s}{\eta_{f\infty}} \right],$$

где η_s – коэффициент отражения электронов от массивной мишени-подложки; $\eta_f(D)$ – коэффициент отражения диэлектрической пленки толщиной D ; $\eta_{f\infty}$ – коэффициент отражения от той же пленки для случая ее бесконечной толщины.

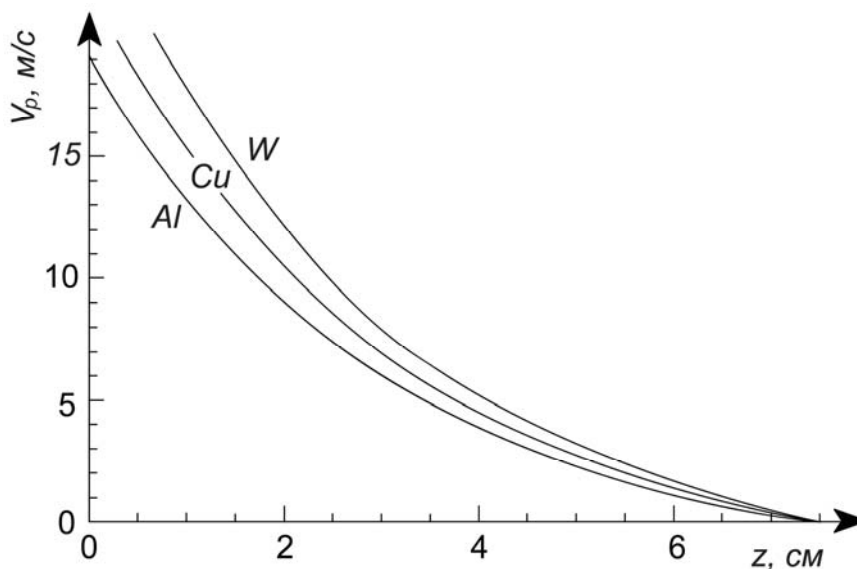


Рис. 3 Зависимость минимальной линейной скорости перемещения зонда от расстояния от окна вывода генератора концентрированного пучка электронов до зонда для различных материалов токосъемника. Значения получены для атмосферного воздуха при нормальных условиях, начальная энергия электронов 80 кэВ, радиус пучка в исходном сечении 2 мм, полный ток пучка 60 мА.

Погрешность измерений будет определяться суммой случайной и систематической погрешностей. Случайная погрешность зависит от условий измерений и в большинстве случаев может быть минимизирована на уровне не более 5%. Систематическая погрешность измерений, обусловленная несовершенством конструкции измерительного устройства, может быть снижена до апертурной погрешности, т. е. погрешности за счет конечных размеров анализирующего отверстия в диафрагме.

Таким образом, в работе предложен метод непосредственного экспериментального определения локальных характеристик первичных электронов пучка в плотной газовой среде, описана конструкция измерительного устройства и методика проведения измерений, предложен способ сепарации высокоэнергетических и плазменных электронов, проведена оценка минимальных допустимых скоростей движения детектора, предотвращающих его разрушение, проведена аналитическая оценка распределения плотности мощности первичных электронов пучка.

1. Deng Yong-feng, Han Xian-wei, Tan Chang, Lin Rong, R.N. Rizakhanov, A.A. Barmin Numerical model of materials surface hardening using energy electron beam in atmosphere. // Journal of Rocket Propulsion. 2011. Т. 39. № 2.
2. А.А. Бармин, Р.Н. Ризаханов «Феноменологическая модель описания распространения электронного пучка в плотной газовой среде», Прикладная физика №6, 2007, с. 115-118;
3. А.Ф. Аккерман, Ю.М. Никитушев, В.А. Ботвин. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972. 165 с.
4. Б. Шумахер Законы проникновения электронов в вещество // Электронно- и ионнолучевая технология. Труды 1-ой международной конференции по теории и технологии обработки электронными и ионными пучками, под ред. Р. Бэкиша. М.: Металлургия, 1968, 444 с.
5. Г.В. Сапарин Введение в растровую электронную микроскопию: в двух частях. М.: Издательство МГУ, 1988. Т. 1.

КАЛИБРОВКА ПОРОГОВ РЕГИСТРАЦИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В TRT ATLAS ДЛЯ АРГОНОВОЙ СМЕСИ

А.С. Маевский

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
аспирант*

E-mail: maevskij@physics.msu.ru

Трековый детектор переходного излучения TRT (Transition Radiation Tracker) [1] является частью Внутреннего детектора установки ATLAS [2] на Большом адронном коллайдере (ЛHC). Он расположен на расстоянии 50 – 100 см от оси пучка и представляет собой множество тонких (диаметром 4мм) газоразрядных дрейфовых трубок, позволяющих по времени дрейфа определять расстояние от трека заряженной частицы до анодной проволоки, совпадающей с осью трубки.

Кроме того, детектор способен производить идентификацию частиц, основываясь на переходном излучении (Transition Radiation, TR), производимом заряженными частицами, пролетающими через материал радиатора, вложенного в пространство между дрейфовыми трубками.

Переходное излучение возникает при пролете релятивистских частиц ($\gamma > 10^3$) через границы сред с различными коэффициентами диэлектрической проницаемости. В отличие от минимально ионизирующих частиц (mip), для которых поглощаемая в трубке энергия в среднем равна 2.3 кэВ, фотоны переходного излучения, ионизирующие газ, имеют энергию в диапазоне 6–15 кэВ и детектируются с помощью дискриминатора с высоким порогом (High Threshold, HT). Детектор использует активную газовую смесь на основе ксенона ($\text{Xe}/\text{CO}_2/\text{O}_2:70/27/3$), поскольку этот газ обеспечивает высокую эффективность поглощения фотонов переходного излучения.

В течение периода работы ЛHC в 2012 году в местах выхода газа из модулей TRT образовалось несколько утечек. Расследования показали, что наиболее вероятной причиной этих утечек является коррозия материала (PEEK) наружных трубок вследствие взаимодействия с озоном, образующимся в электронных лавинах в трубках детектора. К концу 2012 года скорость потери ксенона составляла 200 литров в день, что в силу дороговизны этого газа инициировало исследования возможности использования в качестве альтернативы ксенону более дешевого газа — аргона. В начале 2013 года при регистрации соударений протонов с ионами свинца были получены данные работы детектора в условиях, когда некоторые секции TRT были заполнены аргоновой газовой смесью. Для моделирования эффективности работы TRT с аргоном необходимо провести калибровку регистрации фотонов переходного излучения в новой смеси.

Целью работы является проведение калибровки регистрации фотонов переходного излучения в аргоновой газовой смеси в детекторе TRT установки ATLAS.

Задание высокого порога для выделения сигналов переходного излучения в TRT производилось путем изменения рабочего напряжения в трубках при постоянном пороге дискриминатора. Задача калибровки этого порога состояла в определении его значения с помощью Монте-Карло математической модели детектора. Во время работы детектора в начале 2013 года были собраны данные при различных значениях рабочего напряжения в трубках, заполненных аргоновой смесью. Для четырех из этих значений была набрана достаточная статистика для определения вероятностей преодоления высокого порога сигналами от мюонов и электронов.

Отметим, что, зная соотношение между газовыми усилениями при различных напряжениях, нетрудно определить соотношение между соответствующими значениями порогов, т.к. пороги, очевидно, обратно пропорциональны коэффициентам усиления. Кроме того, относительные вариации порога для различных областей детектора определяются геометрией TRT и не зависят от используемой газовой смеси, а потому для аргоновых конфигураций должны соответствовать конфигурациям с ксеноном, для

которых аналогичная калибровка уже существует. Учитывая все эти факторы, нетрудно увидеть, что задача калибровки порога имеет всего один свободный множитель: зная значение порога всего для одного напряжения в одном из модулей TRT, можно определить пороги для всех остальных напряжений и всех остальных модулей.

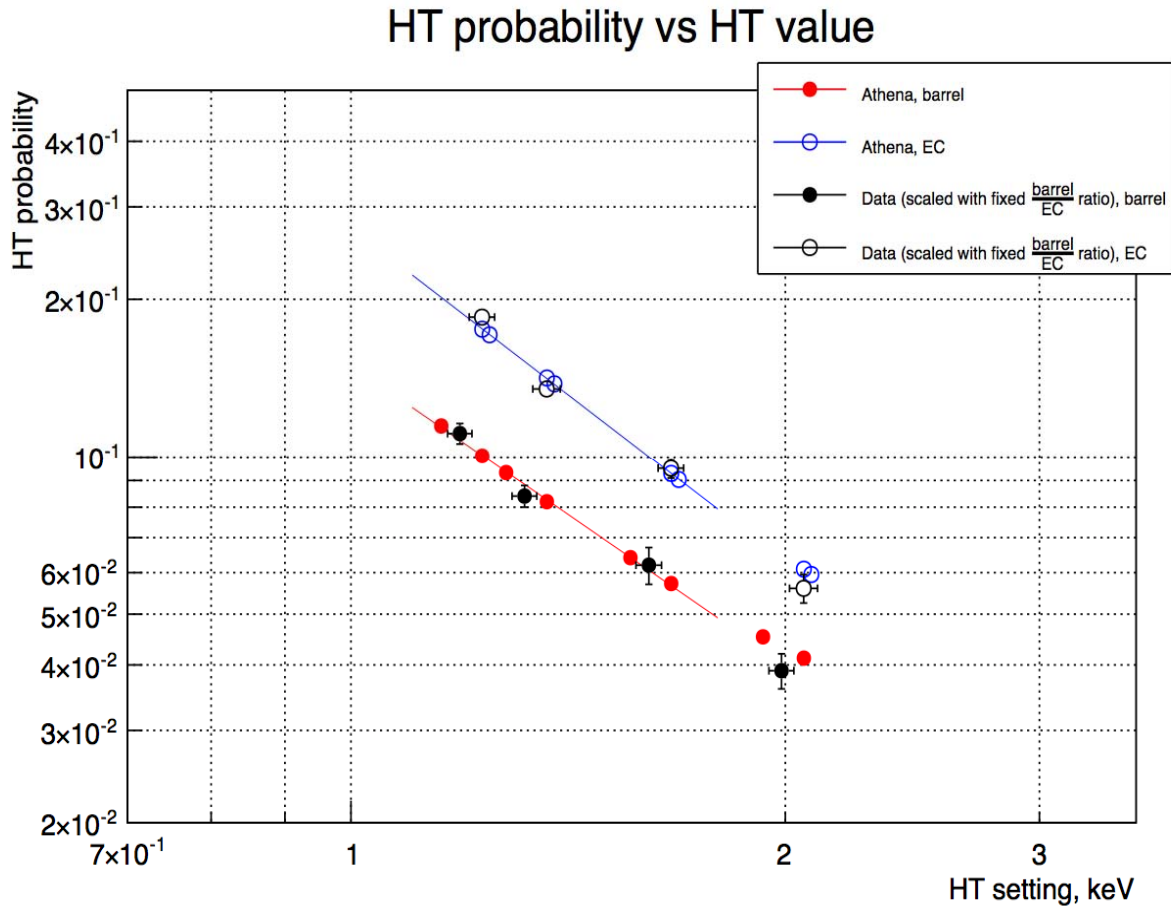


Рис. 1. Зависимость вероятности преодоления высокого порога от значения высокого порога для мюонов в центральной (barrel) и торцевой (EC) частях детектора в модулях, заполненных аргоном. Значение свободного множителя порогов для экспериментальных точек (Data) подобрано с целью минимизировать их суммарное квадратичное отклонение от фита для модельных точек (Athena)

На рисунке 1 представлена зависимость вероятности преодоления высокого порога от его значения для мюонов в модулях, заполненных аргоном. Положение экспериментальных точек по горизонтальной оси варьировалось с помощью описанного выше свободного множителя, а результат, представленный на рисунке, соответствует значению этого множителя, при котором суммарное квадратичное отклонение экспериментальных точек от линейного (в логарифмических шкалах по обоим осям) фита для модельных точек минимально. Таким образом были получены значения высокого порога, соответствующие различным рабочим напряжениям.

Этот результат может быть использован для выбора высокого порога с целью получить заданную вероятность его преодоления для мюонов. Исследования показали, что эффективность разделения электронов и мюонов в аргоне слабо зависит от конкретной величины порога в пределах экспериментально измеренной области. Поэтому выбор рабочего напряжения в

аргоновых модулях TRT для следующего периода набора данных на LHC обусловлен лишь требованием к однородности по различным модулям TRT вероятности преодоления высокого порога для мюонов, т. е. вероятности в 4-5%. Этому значению вероятности соответствуют найденные значения высокого порога в 2141 эВ для центральной области и 2235 эВ для торцевой.

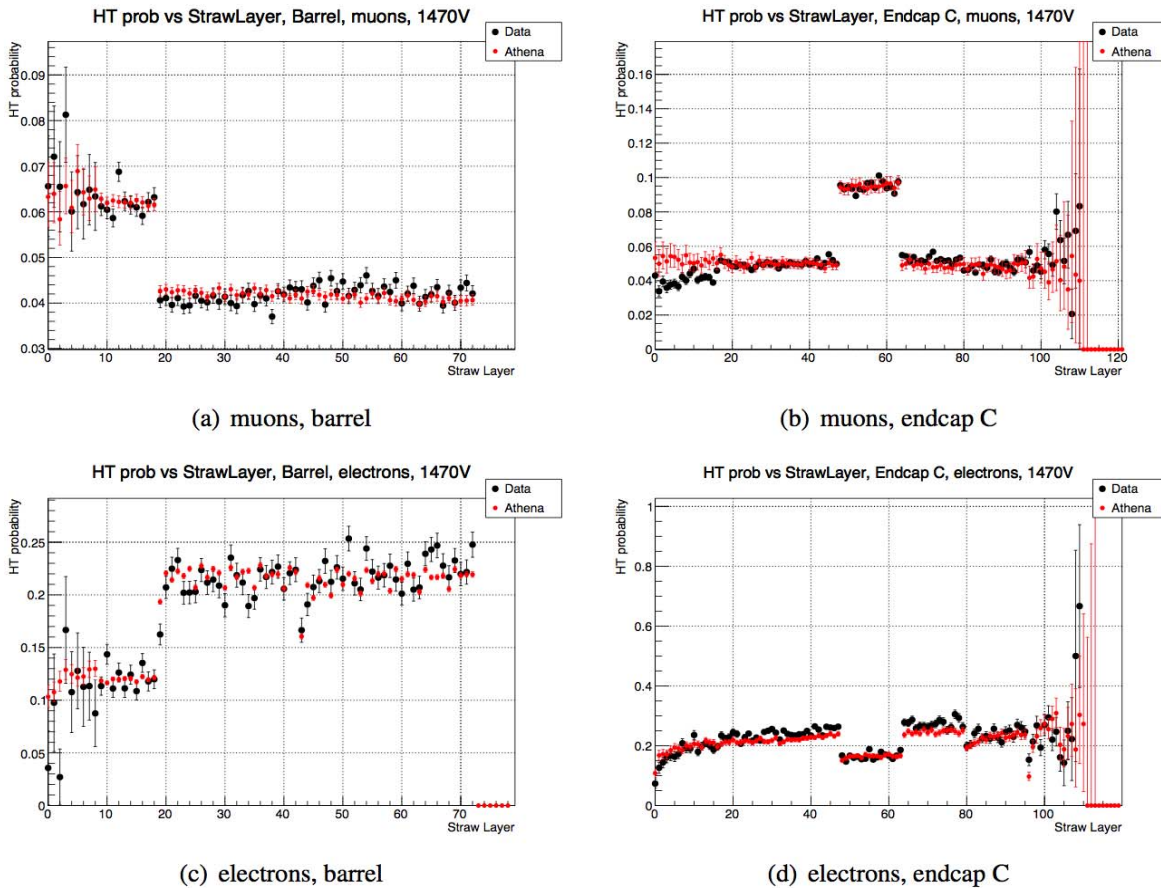


Рис. 2. Сравнение зависимостей вероятности преодоления высокого порога от номера слоя трубок (номер растет по мере удаления от точки столкновения пучков) для экспериментальных данных и результатов моделирования в Athena. Представлены зависимости для центральной (barrel) и торцевой (endcap C) частей детектора. Для центральной части аргоном заполнены слои 0-18, остальные — ксеноном; для торцевой — аргон в слоях 48-63, ксенон в остальных.

Для одного из рабочих напряжений (1470 вольт) на рисунке 2 представлены более детальные зависимости вероятности преодоления высокого порога от номера слоя дрейфовых трубок. Видно, что вероятности преодоления высокого порога для трубок, заполненных ксеноном и аргоном, существенно различаются. Причем, для аргона вероятности у электронов и мюонов сближаются, что приводит к ухудшению эффективности их различения: если для ксенона отношение вероятностей составляет примерно ~ 4 , то для аргона — $\sim 1.5-2$. Отметим, что эффективность различения при таком отношении вероятностей хоть и ухудшается по сравнению с ксеноном, но все же остается ненулевой. Также из рисунка 2 видно, что результаты моделирования с хорошей точностью соответствуют результатам эксперимента.

Таким образом, калибровка значения высокого порога для аргоновых модулей произведена успешно. Найденные значения будут использованы при

производстве Монте-Карло сэмплов ATLAS в течение следующего периода набора данных, который начнется в 2015 году.

1. А.С. Болдырев, В.Г. Бондаренко, В.Н. Бычков и др. Трековый детектор переходного излучения эксперимента ATLAS. Приборы и техника эксперимента, № 3, Май-Июнь 2012, С. 27-39
2. ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. JINST 3 S08003. Published by Institute of Physics Publishing and SISSA, 2008
3. А.С. Маевский. Доклад на рабочем совещании сотрудничества TRT ATLAS, 25-27 июня 2014 г., Краков, Польша

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ РАДИОНУКЛИДНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В МЕДИЦИНЕ

А.П. Черняев^{1,2}, А.А. Николаева¹, М.А. Колыванова¹.

¹ - Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова; ² - Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Email: naa90@mail.ru

К началу двадцать первого века достижения ядерных технологий в медицине привели к широкому распространению установок, действующих с использованием радионуклидов - кобальтовых установок, комплексов радиохирургии типа гамма-нож, диагностической и исследовательской техники (гамма-камер, однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ), позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ)). В медицине для производства изотопов используется большое количество ядерных реакторов и ускорителей протонов.[1]

К настоящему времени общее число высокотехнологичного медицинского оборудования, действующего на основе достижений ядерной физики, достигает примерно 110 тысяч (рис.1).

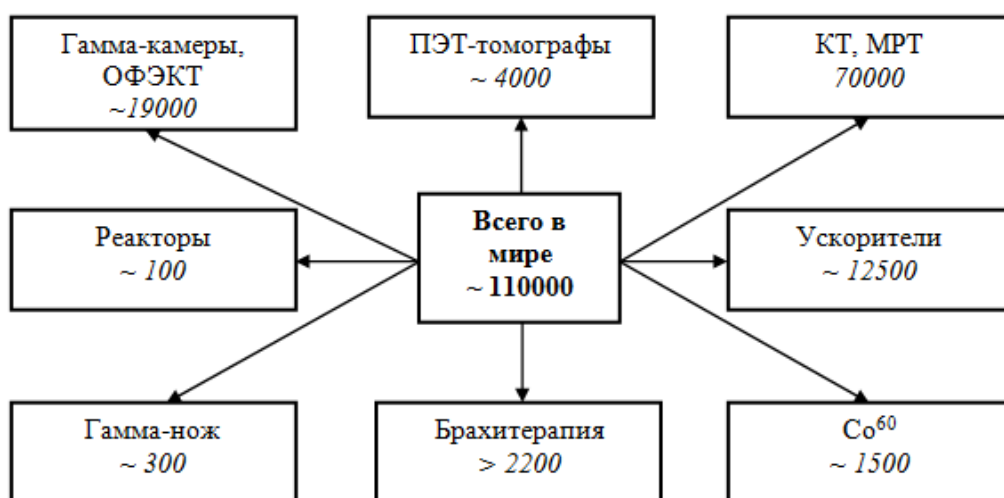


Рис.1. Ядерно – физические установки в медицине в мире.

На рис.2 приводится структура использования радионуклидов в медицине. Она включает в себя лучевую терапию (дистанционную и контактную), ядерную медицину и радионуклидную диагностику. Лучевая терапия с использованием изотопов Co^{60} осуществляется дистанционным способом или контактным, который получил название брахитерапии. Этот метод подразумевает помещение источника радиоактивности вблизи или внутри области, подвергаемой лучевому лечению.

Общее число установок в мире, использующих радионуклиды, составляет примерно 27 тысяч единиц или около 24.5% от общего числа высокотехнологичной медицинской техники. Из них основная доля установок работает в радионуклидной диагностике - 23 тысячи единиц (85%), а в дистанционной и контактной лучевой терапии немного менее 15%.

На сегодняшний день в России в медицинских учреждениях и центрах работает примерно 2300 единиц высокотехнологичной медицинской техники, что составляет всего 30% от требуемого количества при сравнении с уровнем обеспечения аналогичным оборудованием медицинских учреждений стран Европы.

Медицинских приборов, работающих с использованием радиоактивных изотопов, у нас в стране около 700, то есть около 30% от общего числа высокотехнологичной медицинской техники, причем около 12% - в дистанционной лучевой терапии, 7% - в контактной лучевой терапии, 11% - в диагностике.

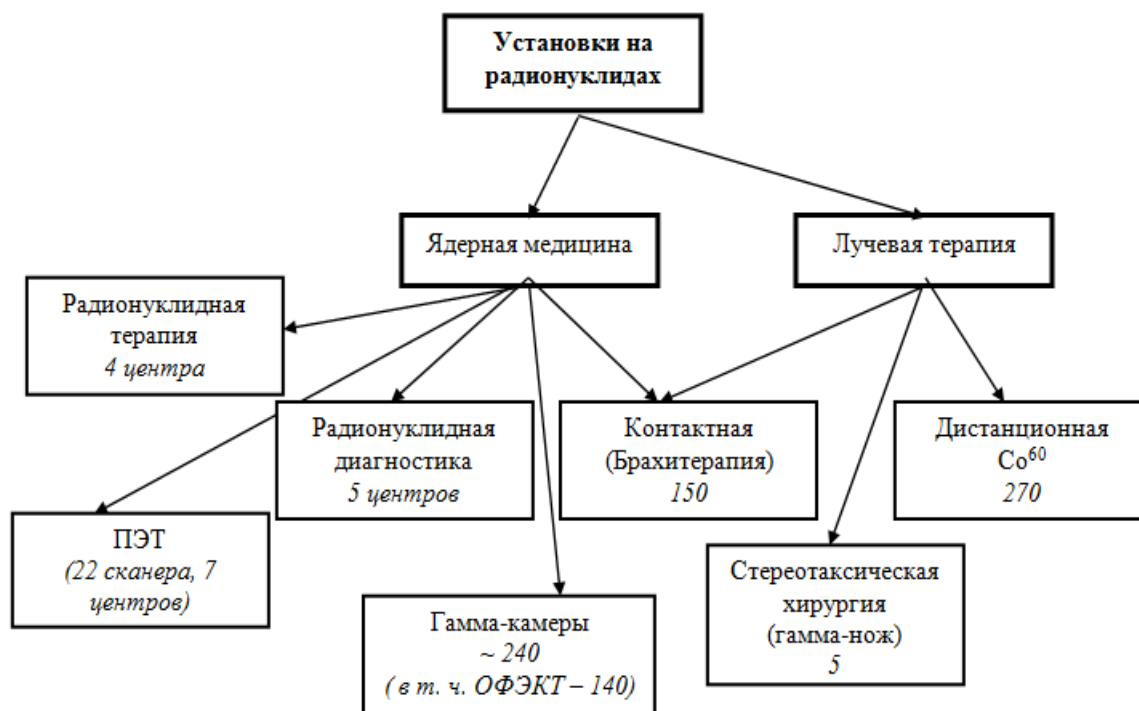


Рис. 2 Установки на основе радионуклидов, действующие в медицинских центрах России.

У нас в стране в медицине работает 270 источников γ -излучения Co^{60} и 5 гамма - ножей. К диагностическим установкам с использованием радионуклидов в России относятся: 240 гамма-камер, (в том числе ОФЭКТ-сканеров -140), 22 ПЭТ-сканеров (включая 7 полных ПЭТ-центров). Действует

4 центра радионуклидной терапии (46 коек) и 5 – радионуклидной диагностики.[2]

Всего в мире более 800 центров брахитерапии, в которых работает как минимум 2200 аппаратов контактной лучевой терапии. Для того, чтобы выйти на среднеевропейский уровень необходимо ~100 ПЭТ-центров и 1000 КТ – сканеров (в том числе ПЭТ/КТ-сканеров – 100), 300 установок ОФЭКТ, более 100 гамма-ножей, ~ 300 установок для брахитерапии.

В ядерной медицине используется 45 видов изотопов, из них производится 25. Порядка десяти реакторов и двадцати ускорителей протонов готовят изотопы для медицинского использования, в том числе для ядерной медицины

В мире производится более 200 наименований радифармпрепаратов. В России в медицине используется 22 радиофармацевтических препарата для компьютерной диагностики, 20 импортных наборов для радиоимунного анализа, и три - для ПЭТ томографии.

За всю историю в брахитерапии применялись полутора десятков радионуклидов. В настоящее время активно используются только шесть. К ним относятся ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir , ^{125}I , ^{103}Pd , $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$. Существенно реже применяются радионуклиды ^{198}Au , ^{106}Ru и ^{252}Cf . В течении длительного периода с тридцатых годов в брахитерапии использовались изотопы ^{226}Ra и ^{222}Rn , но по соображениям радиационной безопасности их использование практически прекращено.

В настоящее время у нас в стране действует не менее 150 кобальтовых установок в 19 центрах брахитерапии и онкологических больницах, хотя часть из них устарела. В настоящее время рядом фирм ведутся разработки отечественных приборов для брахитерапии, соответствующих уровню самых современных аппаратов импортного производства.

1. А.П.Черняев, Ускорители в современном мире. Изд-во московского университета, Москва, 2012.
2. А.П.Черняев, Ядерно–физические методы в медицине. ЭЧАЯ, 2012, Т.43, ВЫП.2, стр.500-518.

РОЛЬ УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В МЕДИЦИНЕ В РОССИИ И В МИРЕ

А.П. Черняев^{1,2}, А.В. Белоусов¹, У.А. Близнюк², П.Ю. Борщegovская¹, С.М. Варзарь¹, М.В. Загоруйко¹, М.А. Колыванова¹, В.В. Розанов¹

1) *Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова;*

2) *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына*
E-mail: chernyaev@rector.msu.ru, alexeevapo@mail.ru

Идея создания ускорителей – установок, позволяющих искусственным образом увеличивать энергию заряженных частиц, возникла после открытия атомного ядра Э. Резерфордом и осуществления первых искусственных

реакций. В конце двадцатых начале тридцатых годов были разработаны и запущены первые ускорители: каскадный ускоритель (1929 год), электростатический ускоритель Ван-де-Граафа (1931 год), циклотрон (1931 год), линейный ускоритель Видероз (1928 год) [1].

Ускорители стали не только важнейшим инструментом ученых, они стали проникать в различные области деятельности – промышленность, сельское хозяйство и медицину. Размеры ускорителей стали уменьшаться, а характеристики варьироваться в широких пределах, позволяя решать все более широкий круг задач. В науке появились сложнейшие ускорительные комплексы (синхротроны, коллайдеры, линейные ускорители), позволяющие ускорять частицы до сверхвысоких энергий – сотни ГэВ и даже единицы ТэВ.

Использование ускорительной техники в медицине началось через несколько лет после создания первых ускорителей. Так, ускоритель был применен для лечения онкологических заболеваний в Лондоне уже в 1937 году. Далее, также, стали использоваться кобальтовые установки, использующие в качестве источника ионизирующего излучения изотоп Co^{60} с энергией фотонов ~ 1.3 МэВ. В настоящее время для лечения онкологических заболеваний и радиационной диагностики применяется высокотехнологичная медицинская техника.

В мире общее количество ускорителей, действующих в науке, промышленности, сельском хозяйстве и медицине, к середине 2012 года оценивалось примерно в 40 000 единиц. Это число не включает в себя ускорители, используемые в закрытых работах, в частности, в оборонной промышленности, а также электронные микроскопы и рентгеновские трубки. В научных лабораториях и ускорительных центрах для исследований в ядерной физике и физике частиц используется около 1200 ускорителей, что составляет примерно 3% от всех существующих ускорителей. В промышленности функционирует примерно 25 000 (~64%), в медицине ~14 000 (~33%) [1].

В науке и различных отраслях народного хозяйства применяются ускорители электронов, протонов и ионов. В основном это линейные ускорители различных типов. Общее число циклических ускорителей находится в пределах 2 000. Ускорителей протонов и ионов ориентировочно 13 000 - 14 000. Около 90% из них составляют высоковольтные ускорители (ВВУ) и резонансные линейные ускорители (ЛУ). Ускорителей электронов всего используется около 25 000, причем в основном это также высоковольтные и резонансные линейные ускорители. Число кольцевых ускорителей электронов (это бетатроны и синхротроны) небольшое – несколько более 1000 [1].

В мире существуют около 70 производителей ускорителей. К наиболее крупным среди них относятся компании Siemens, Varian, Elekta, IBA (Бельгия), Energy Science Inc. (США), NHV Corporation (Япония). Суммарный ежегодный выпуск ускорителей составляет от 700 до 1000 ускорителей, так к 2020 г. их количество может превысить 50 000 единиц.

В нашей стране это Институт ядерной физики СО РАН им. Будкера (г. Новосибирск), Томский политехнический институт, НИИ электрофизической

аппаратуры им. Ефремова (г. Санкт-Петербург), НПП «Торий». Ряд ускорителей электронов, протонов и ионов создан в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна), НИЦ «Курчатовский институт», Институте физики высоких энергий, Московском радиотехническом институте, НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ и других НИИ [2].

Согласно статистическим данным в России по состоянию на 2012 г. действовало примерно 400 ускорителей электронов и 50 ускорителей протонов. Распределение ускорителей в отраслях народного хозяйства России значительно отличается от мирового. Так, в науке задействовано около 20% работающих в стране ускорителей, в промышленности – 30%, в медицине – 50%. Основная часть последних (около 90%) используется в лучевой терапии, остальные – в радиоизотопной диагностике и терапии [1].

Для медицины на основе использования ионизирующих излучений создано множество видов высокотехнологичных радиационных приборов. В мире такой техники более 110 тысяч единиц (не считая рентгеновские аппараты, которых несколько миллионов). В том числе ускорителей электронов и протонов ~14000, порядка 100 реакторов, 1500 кобальтовых установок и ~ 300 гамма-ножей и 2200 приборов для брахитерапии. Кроме того, в медицине действует диагностическое оборудование: 30 тысяч установок магнитно-резонансной томографии, 40 тысяч КТ-томографов, 4000 ПЭТ-сканеров, входящих в состав 600 ПЭТ-центров.

Медицинские ускорители используются в 117 странах мира. Россия занимает 12 место среди стран, использующих в медицине более 100 единиц ускорителей (в России ~150 единиц). В 17 ведущих странах мира, среди них: США и Китай, всего работает более 9000 медицинских ускорителей. В 9 странах Европы действует ~2400 медицинских ускорителей, а еще в 31 стране – около 800 ускорителей.

В лучевой терапии используются в основном линейные ускорители, в ядерной медицине – циклотроны. Около 95% всех медицинских ускорителей действует в США, странах Европы, Японии, Китае, Индии и России. В таблице 1 представлена информация о распределении ускорителей, работающих в медицине в ряде стран [3].

Структура применения ионизирующих излучений в медицине включает в себя несколько основных направлений: рентгеновскую диагностику и терапию, лучевую терапию и ядерную медицину.

Из 14000 медицинских ускорителей линейные ускорители электронов составляют более 13 тысяч. Ускорителей тяжелых заряженных частиц (протонов и ионов) в медицине используется около тысячи.

Линейные ускорители, с восьмидесятых годов стали основным инструментом лучевой терапии. Дальнейшие разработки привели к реализации ряда уникальных компьютерных технологий: модуляции интенсивности пучка (IMRT), управлением по изображениям (IGRT), и др.

В традиционной лучевой терапии используются тормозные фотоны или электроны. Для совпадения границ опухоли и максимальной дозы облучение

происходит с разных сторон, при меняющейся интенсивности пучка фотонов (метод IMRT), а также с помощью мульти лепестковых коллиматоров (МЛК). Фотоны в лучевой терапии используются в подавляющем числе случаев. Хотя в ускорителях предусмотрено и применение электронов. Энергия ускорителей обычно составляет 6 – 25 МэВ.

Таблица 1. Медицинские ускорители в ведущих странах мира в 2012 г.

Страна	Количество ускорителей, шт.	Население страны, млн. чел.	Население на один ускоритель, тыс. чел.
США	3 820	313.8	82
Финляндия	45	5.3	118
Швеция	69	9.1	132
Франция	476	65.6	138
Япония	849	127.4	150
Германия	514	81.3	158
Великобритания	314	63.0	201
Чешская республика	45	10.2	227
Бразилия	286	205.7	719
ЮАР	65	48.8	751
Россия	~125	143.1	1145
Китай	1 017	1 343.2	1 321

В интраоперационной лучевой терапии пучками электронов во время операции облучается ложе опухоли с целью уничтожения онкологических клеток, оставшихся в ткани после проведения хирургической операции. Для соблюдения медицинских показаний и условий стерильности во время процедуры подобные манипуляции необходимо проводить в комплексах, которые могут располагаться непосредственно в операционной комнате. В настоящее время первым таким лицензированным комплексом стал американский комплекс Мобетрон. В России, в Московском университете совместно с Техническим университетом Каталонии, разработан проект комплекса на базе разрезного микротрона с энергией пучка электронов от 4 до 12 МэВ.

Установки для стереотаксической радиохирургии (установки кибер-нож, модифицированные линейные ускорители, томотерапия) в настоящее время широко применяются в медицинских центрах по всему миру. Функционирует ~ 300 гамма-ножей и ~300 кибер-ножей, причем больше половины установок приходится на США и Японию. В России последние годы быстро развивается стереотаксическая хирургия и по общему количеству таких установок наша страна за последние три четыре года переместилась с 30 – 40-х мест на десятое. Только в Москве, в 12 медицинских учреждениях в лучевой терапии используется 29 ускорителей, в том числе 4 кибер-ножа. Всего в Москве во

всех сферах народного хозяйства действующих ускорителей электронов и протонов соответственно составляет 88 и 9 единиц.

Развивается метод томотерапии, который объединяет в себе возможности диагностики компьютерного томографа и радиохирургического уничтожения онкологических очагов пучками тормозных фотонов из ускорителя электронов (используется вместо источника рентгеновского излучения, применяемого в компьютерном томографе).

Продолжаются разработки центров протонной и ионной лучевой терапии. Протонная лучевая терапия продолжает развиваться в ИТЭФ (Москва), в ОИЯИ (Дубне) и в ПИЯФ (Гатчина). Создаются Центры протонной терапии на базе ядерных центров Троицка и Димитровграда, углеродной терапии в Институте физики высоких энергий (Протвино). По количеству больных, прошедших протонную лучевую терапию, наша страна занимает четвертое место в мире после США, Японии и Франции. Для того чтобы достигнуть уровня ведущих стран мира, нам необходимо построить 20 центров протонной и 4 ионной лучевой терапии.

Ядерная медицина включает в себя радионуклидную диагностику и терапию с использованием радиоактивных изотопов. В мире в ядерной медицине для производства радионуклидов действует около 100 реакторов (в нашей стране – 7), ускорителей заряженных частиц – около 1000 (в нашей стране 20). Для этих целей используются в основном компактные циклотроны. В последнее время развивается ряд методик получения изотопов на ускорителях электронов. В радионуклидной диагностике используется и исследуется 27 изотопов, в радионуклидной терапии – 37. В ПЭТ-центрах применяется ускоритель протонов (циклотрон), в структуру которого кроме циклотрона входит несколько ПЭТ-сканеров. В мире работает около 600 ПЭТ-центров, России их 7.

В настоящее время совместными усилиями физиков, инженеров и медиков введены совмещенные модели томографов: ПЭТ+КТ, МРТ+КТ и другие. В таблице 2 приведено сравнение количества техники и медицинских центров, базирующихся на достижениях ядерной физики, в России и мире. Как видно из нее, по многим позициям, важным для создания современной системы здравоохранения в нашей стране, мы пока отстаем. Отдельно следует рассмотреть развитие и внедрение в медицину в мире и России самых современных ядерно-физических технологий: ПЭТ-томографии, адронной лучевой терапии, а также стереотаксической терапии.

Ускорители в общем числе высокотехнологичной медицинской техники составляют – 15%, являясь самой дорогостоящей техникой. Несмотря на это их число быстро растет. Пока наша страна отстает от развитых стран мира по использованию ускорителей в медицинских целях. В России лучевую терапию проходят лишь 30% больных, а один ускоритель приходится более чем на 1 млн. жителей. В Европе один ускоритель приходится на 100 – 120 тысяч жителей, а в США – на 70 тысяч жителей [3]. Для достижения показателей, близких к среднеевропейским, в России необходимо около 1000 ускорителей электронов

и 30 ускорителей для протонной лучевой терапии, а также 4 центра ионной лучевой терапии. Центров позитрон–эмиссионной томографии (ПЭТ), необходимо хотя бы 100.

Таблица 2. Высокотехнологичная медицинская техника в России и мире в 2012 г.

Техника	В мире	В России
Ускорители электронов	~12 000	~125
Источники гамма-излучения ^{60}Co	~2 000	~270
Гамма-камеры	~17 000	~240
Компьютерные томографы	~40 000	~450
МРТ	~30 000	~100
ПЭТ-сканеры	~3 000	22
ПЭТ-центры	~550	7
Установки для радиохирургии	>533	6
Установки для брахитерапии	~1 300	~90
Комплексы протонной и ионной терапии	39	3

1. А.П.Черняев Ускорители в современном мире. М.: Типография МГУ, 2012.
2. Доклад общественной палаты Российской федерации. Статус и перспективы развития ядерной медицины и лучевой терапии в России на фоне мировых тенденций. Москва 2008.
3. А.П.Черняев, М. А.Колыванова, С. Г.Ширков Ускорители в мировом хозяйстве. Наука и медицина. Ядерные измерительно-информационные технологии № 1 (49), 2014 г.

ОЦЕНКА ВКЛАДА ПРОДУКТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ПОГЛОЩЕННУЮ ДОЗУ МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А.В Белоусов¹, Г.А. Крусанов¹, А.П. Черняев^{1,2}

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

krusanov@physics.msu.ru

Высокоэнергетичное фотонное излучение генерируется многими современными устройствами, в том числе предназначенными для лучевой терапии. Известно множество научных работ, авторы которых пришли к выводу, что биологическая эффективность фотонов зависит от их энергии. Международная Комиссия по Радиационной защите (МКРЗ) в 116 публикации [1] признает, что многочисленные доказательства ясно свидетельствуют о существовании энергетической зависимости биологической эффективности фотонного излучения в области высоких энергий. Эту зависимость связывают с образованием в результате фотоядерных реакций тяжелых заряженных частиц (протоны, альфа-частицы и т.д.), ядер отдачи и нейтронов, обладающих высоким значением линейной передачи энергии (ЛПЭ).

Целью данной работы является компьютерное моделирование прохождения фотонного излучения с энергией выше порога фотоядерных реакций на легких элементах через тонкие слои воды и биологической ткани и определение вклада тяжелых частиц – продуктов фотоядерных реакций и ядер отдачи в поглощенную слоем дозу.

В качестве инструмента для проведения компьютерного моделирования методом Монте Карло выбран программный пакет GEANT4.9.6., позволяющий симулировать транспорт всех видов частиц через среду произвольной (определяемой пользователем) геометрии и произвольного элементного состава. В качестве материалов, моделирующих биологическую ткань, рассматривается вода - H_2O - и усредненная биологическая ткань - $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$.

При прохождении фотонного излучения через биологическую ткань в основном происходят фотоядерные реакции типа (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) и (γ, α) . Оцениваем вклад в дозу частиц типа i $\delta_i(E_\gamma)$ следующим образом:

$$\delta_i(E_\gamma) = D_i/D, \quad (1)$$

где D_i – доза излучения типа i , а D – суммарная доза.

Вследствие малой толщины слоя и большой длины свободного пробега фотонейтронов, их вклад в поглощенную дозу пренебрежимо мал. И, хотя при моделировании учитывается, в том числе, и взаимодействие нейтронов, их вкладом в дозу пренебрегается.

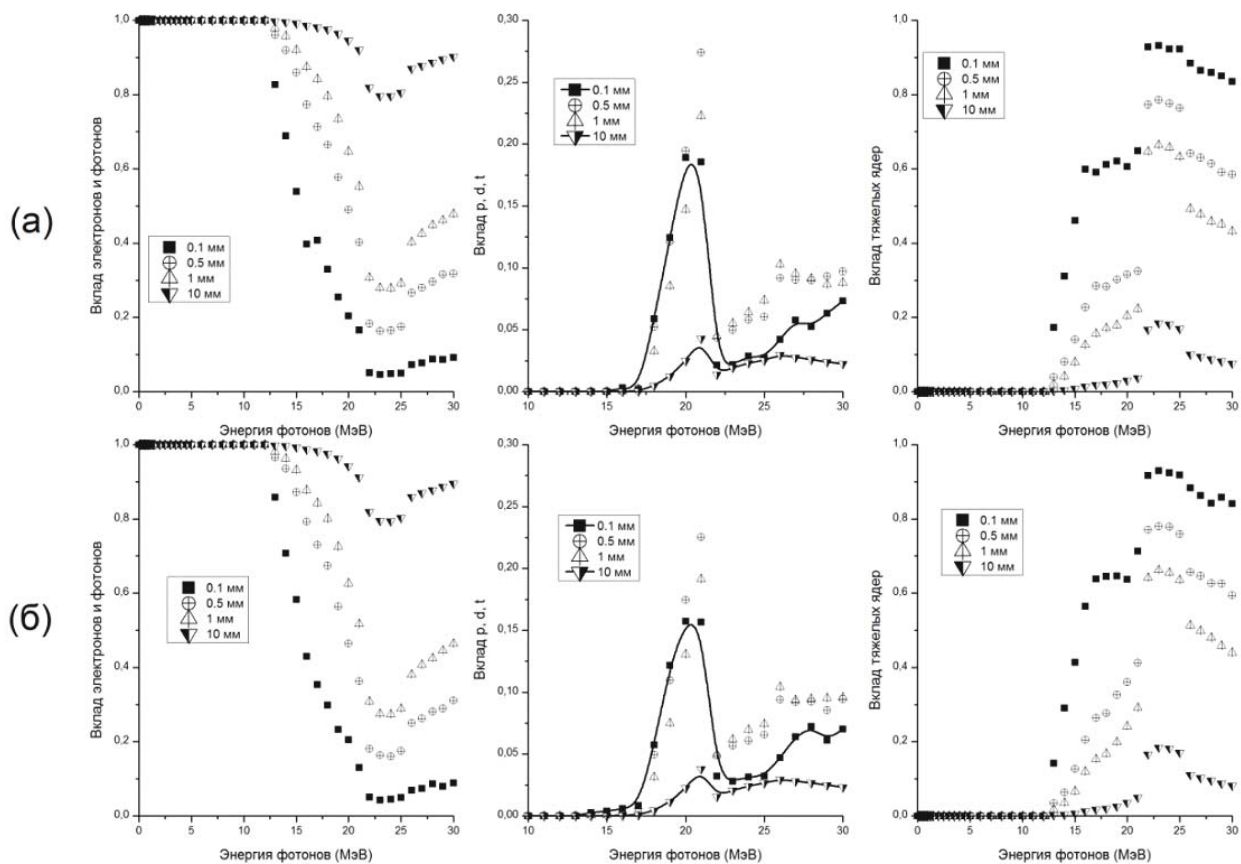


Рис.1. Зависимость вклада различных видов излучений для слоев воды (а) и биологической ткани (б) от начальной энергии фотонов для слоев различной толщины

На рис.1 представлены соответствующие вклады в поглощенную дозу для воды (а) и биологической ткани (б) в зависимости от энергии падающего монохроматического фотонного излучения для слоев различной толщины, а на рис.2. от толщины слоя для различных энергий. Явно видно, что при энергии фотонов менее 10 МэВ (ниже порога фотоядерных реакций) вклад в поглощенную дозу электронов (и позитронов) составляет ~100%. Чем меньше толщина облучаемого слоя, тем значительно и «резче» уменьшается вклад электронов по мере роста энергии фотонного излучения. Для суммарного вклада альфа-частиц и ядер отдачи ситуация обратная, их вклад равен нулю при энергии фотонов менее 10 МэВ, затем возрастает, причем градиент роста тем больше, чем меньше толщина слоя, и снова убывает при дальнейшем увеличении энергии фотонов.

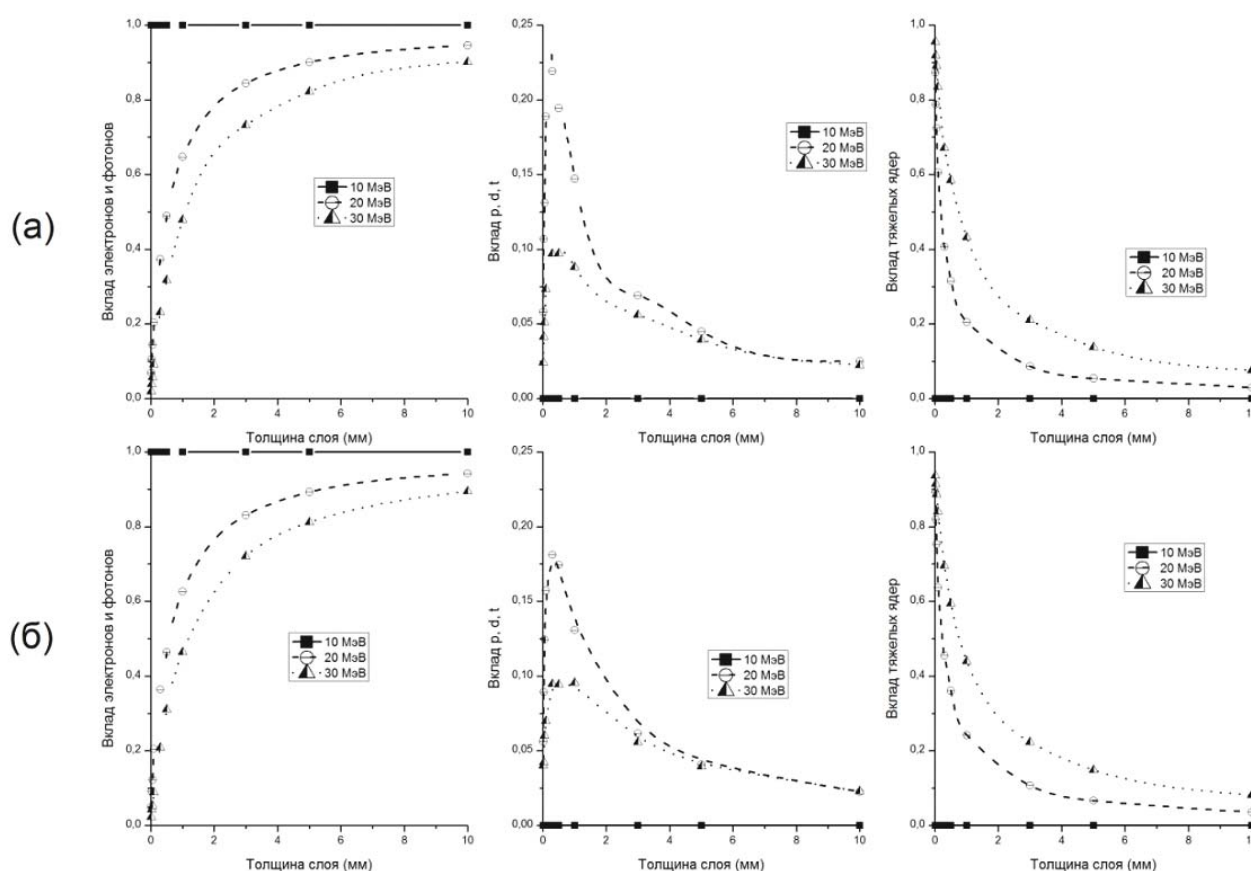


Рис.2. Зависимость вклада различных видов излучений для различных начальных энергий фотонов в зависимости от толщины слоя воды (а) и биологической ткани (б)

В случае фотонов зависимости носят более сложный вид, наличествует несколько максимумов (наиболее острый в области энергий 19-21 МэВ), а поведение кривых сложным образом зависит от толщины слоя. Кривые, описывающие энергетическую зависимость, имеют многочисленные локальные максимумы и минимумы, что обусловлено большим количеством возможных каналов фотоядерных реакций. Другой причиной является тот факт, что по мере роста энергии открывается все большее число каналов, и сильно меняется вероятность каждого из них, поскольку сечения в данной области энергий описываются относительно узкими максимумами гигантских ядерных резонансов.

При очень малых толщинах протоны не успевают потерять в слое всю свою энергию и, по мере увеличения толщины слоя, все большая часть их энергии поглощается внутри объема, и их вклад в поглощенную дозу растет. При дальнейшем увеличении толщины слоя потери энергии протонов, вследствие малости их пробега, становятся примерно постоянными, а все большая часть энергии вторичных электронов передается облучаемому объему, и вклад протонов начинает уменьшаться. Для большей наглядности следует обратиться к рис. 2. По мере роста толщины облучаемого слоя вклад протонов резко возрастает, а затем выходит на примерно постоянное значение (~5% при толщинах 5-10 мм). Величина максимума зависит от энергии первичного излучения и составляет ~25% и ~10% для энергий 20 и 30 МэВ соответственно.

В работе исследовано прохождение моноэнергетического фотонного излучения через тонкие слои биологической ткани среднего элементного состава посредством компьютерной симуляции с использованием программного кода GEANT4.9.6, реализующего метод Монте-Карло.

Показано, что вклад в поглощенную дозу всех видов излучений, индуцированных в тонком слое при облучении монохроматическими фотонами, может оказать существенное влияние на оценку биологической эффективности фотонного излучения высоких энергий.

1. ICRP, 2010. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures. ICRP Publication 116, Ann. ICRP 40(2-5).

ОСНОВЫ И МЕТОДЫ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ.

А.П. Черняев^{1,3}, В.В. Розанов^{1,2}, Т.М. Андреева¹, А.А. Николаева¹.

¹Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова; ²Научный и информационно-методический центр «Базис»; ³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Email: naa90@mail.ru

Для получения костно-пластического материала, эквивалентного по качеству аутокости, наиболее эффективными являются непосредственные воздействия на аллогенный пластический материал физическими и химическими факторами, в результате которых добиваются снижения антигенной активности имплантатов и уменьшения риска тканевой несовместимости за счет полного удаления из них костного мозга и покрывающих кость клеток.

Деминерализованный костный матрикс является одним из наиболее распространенных материалов для костной пластики благодаря биосовместимости, хорошим остеоиндуктивным и остеокондуктивным свойствам. Для достижения наилучшего клинического результата

деминерализованный костный матрикс необходимо сохранить в нем активность нативных костных морфогенетических белков.

В зависимости от способа получения деминерализованный костный матрикс может обладать разными свойствами. Но при этом важно добиться высокой стерильности продукта, которая влияет на время и условия его хранения.

Высокая степень стерильности необходима в трансплантологии, в частности, на завершающих стадиях изготовления костного имплантата в тканевых банках. При их использовании должна быть исключена возможность инфицирования реципиентов бактериальными, грибковыми и вирусными инфекциями. Поэтому технологический процесс изготовления любых биологических имплантатов должен завершаться надежной и адекватной стерилизацией с максимально возможным сохранением пластических свойств материала. Отбор донорского материала и технологии изготовления биологических имплантатов в мировой практике регулируется жесткими стандартами и контролируется серологическими анализами. Параллельно этим вопросам существуют и другие, которые касаются способов стерилизации биологических материалов. К ним относятся воздействие различных факторов (температуры, химических веществ, радиации и т.д.) на эндо- и экзопатогенную флору, присутствующую в донорских тканях, что может привести к денатурации их белковых структур и свести комплекс пластических свойств имплантатов к минимуму или полному исчезновению.

Не менее важен и вопрос обеспечения безопасности персонала тканевого банка, непосредственно работающего с костными заготовками уже на этапе их первичной механической и химической обработки.

В настоящее время для целей дезинфекции и стерилизации медицинских инструментов, лабораторного оборудования, сред и биологических объектов используют высокотемпературные технологии, химически активные препараты, ионизирующее и ультрафиолетовое (УФ) излучение [1]. Для стерилизации костных имплантатов сегодня чаще всего используют химические и радиационные методы.

Методика радиационной стерилизации включает в себя использование гамма-квантов или пучков быстрых электронов. Такая технология обеспечивает возможность эффективной стерилизации имплантатов в герметичной упаковке, что препятствует вторичному инфицированию образцов после стерилизации. Однако критичным параметром при такой обработке является поглощаемая доза. В качестве стандартной величины в настоящее время принята доза, равная 25 кГр. Чем меньше доза – тем вероятнее обеспечение высоких остеиндуктивных свойств костного имплантата, но тем менее эффективна стерилизация. И наоборот – чем выше доза – тем эффективнее процесс стерилизации, но в тоже время больше вероятность поражения морфогенетических белков, что может негативно сказаться на процессе репаративного остеогенеза. В осуществляемом авторами цикле исследований [2] обосновываются и отрабатываются технологии комбинированного воздействия различных физико-химических факторов, дополняющих процесс радиационной стерилизации и призванных по возможности снизить величину

поглощаемой дозы при одновременном сохранении остеоиндуктивных характеристик костных имплантатов.

Помимо радиационной стерилизации, озоновая технология уже давно закрепились в качестве способа очистки и обеззараживания. Озоновые технологии используются для консервации и хранения сельскохозяйственной продукции, для обеззараживания питьевой воды, при обработке ран.

В 2014 году группой ученых совместной научно-исследовательской лаборатории биомедицинских технологий, созданной на базе научно-исследовательского и учебно-методологического центра биомедицинских технологий ГНУ ВИЛАР, физическим факультетом МГУ им. М.В. Ломоносова и ФГБУ НИМЦ «Базис» Минобрнауки РФ, запатентован способ изготовления костных имплантатов с применением предварительной и финишной стерилизации костных образцов озоно-воздушной смесью, позволяющий получить высокую степень стерилизации за счет использования сильнейшего природного окислителя – озона. За счет встроенного блока измерения, устройство позволяет контролировать степень стерилизации имплантата.

Для реализации данного способа используется новая модель медицинского синтезатора озона «А-С-ГОКСФ-5-05-ОЗОН», позволяющая получать концентрацию озона на выходе – не менее 50 мг/л. Отличительной особенностью новой разработки является получение чистейшего медицинского озона и наличие встроенного измерителя концентрации озона, что позволяет использовать синтезатор озона как в клинических условиях, так и для проведения научно-исследовательских работ по применению озона в экологии, биологии, медицине. На синтезатор озона модели «А-С-ГОКСФ-5-05-ОЗОН» по результатам испытаний на соответствие нормам Евросоюза сертификационным центром «SERTIFIKA» выдан европейский сертификат.

1. В.В.Шкарин, М.Ш.Шафеев Дезинфектология: Руководство для студентов медицинских вузов и врачей. Нижний Новгород, 2003. 368 с.
2. В.В.Розанов, В.А.Быков, И.В.Матвейчук, М.В.Лекишвили, В.И.Пантелеев, С.А.Шутеев. Оптимизация технологий стерилизации и консервации костных имплантатов. – Медицинский альманах, 2013, №3 (27), с. 24-25.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ В ТЕХНОЛОГИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОЙ РАДИОХИРУРГИИ И РАДИОТЕРАПИИ

А.П. Черняев^{1,2}, А.В. Белоусов¹, А.А. Николаева¹, М.А. Колыванова².

¹ - *Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова;* ²*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.*

Скобельцына

Email: naa90@mail.ru

Стереотаксическая лучевая терапия играет важнейшую роль в лечении многих нейроонкологических, сосудистых и функциональных заболеваний центральной нервной системы. Облучение может быть важной составляющей

комбинированного лечения или единственным возможным методом воздействия на патологический процесс. Совершенствование технологий нейровизуализации и подведения дозы позволяет шире применять ускоренные режимы облучения – радиохимию и гипофракционирование.[1] Название происходит от греческого «стереотаксис» – «определенное, зафиксированное расположение в пространстве».

Стереотаксическая (иногда говорят стереотактическая) хирургия – это высокопрецизионное облучение очагов поражения. В настоящее время в этом методе существует два варианта распределения дозы во времени: однократное подведение высоких доз к небольшим (обычно до 3 см в максимальном размере) патологическим образованиям – радиохимию; фракционирование дозы во времени – радиотерапия (в этом случае мог облучаться очаги большего размера).

В стереотаксическом лечении используется два основных типа ионизирующего излучения: фотонные пучки и протонные пучки. Протонные пучки, хотя и позволяют получать намного лучшее распределение дозы, в настоящее время используются только в США. Это связано с высокой стоимостью лечения и требованием оборудования специализированных дорогостоящих комплексов по протонной лучевой терапии.

Фотонные пучки создаются как множественными источниками (данная технология используется только для СРХ интракраниальных образований), в качестве которых используется ^{60}Co с периодом полураспада примерно 5 лет, так и одиночными источниками – линейными ускорителями электронов. В настоящее время используются следующие устройства: с множественными источниками - Leksell Gamma Knife и Gamma Art 6000; с одинарными источниками большой ряд линейных ускорителей – Axesse, Cyberknife, МНН-ТМ2000, Novalis (Tx), Oncor Artiste, SynergyS, Tomotherapy Hi-Art, Trilogy, OmniBeam, Primaton.

Leksell Gamma Knife – устройство разработанное специально для стереотаксической радиохимию интракраниальных образований. Заявленная изготовителем точность составляет 0.3 мм. Столь высокая точность обусловлена статичным расположением источников и сравнительно небольшим расстоянием до изоцентра.

В настоящее время представлено 4 поколения приборов типа Gamma Knife: модели U(A), B, C и последняя модель Perfexion, отличия между которыми не носят принципиального характера.

Последняя разработка, модель Perfexion (рис. 1), несколько отличается от своих предшественников. 192 источника ^{60}Co распределены вдоль поверхности цилиндра по пяти концентрическим окружностям, в отличие от предыдущих моделей, где расстояние от всех источников было фиксировано, в данной конфигурации расстояние источник-изоцентр изменяется от 374 до 433мм. Первичный и вторичный коллиматоры объединены.

В настоящее время существует около 300 центров Гамма-Нож во всех развитых странах мира. Наибольшее их число приходится на США (более 100)

и Японию (более 50). В России два центра Гамма-Нож: в Москве в НИИНХ им.



Рис. 1. Установка Gamma Knife Perfexion.

Н.Н. Бурденко (центр оснащен установкой Leksell Gamma Perfexion) и в Санкт-Петербурге в Международном институте биологических систем (центр оснащен установкой Leksell Gamma Knife 4C).

Дальнейшим развитием технологии Gamma Knife является система с вращающимися источниками, наиболее разработанным устройством в настоящее время являются Gamma Art 6000 и OUR RGS. В устройстве данного типа используется 30 источников ^{60}Co , которые расположены на вращающейся сферической поверхности. Таким образом, возможно облучение с бесконечного числа направлений, ограниченных только минимальным углом поворота системы. Данная система совмещает точность статичных источников гамма-излучения, с преимуществами вращающихся радиохирургических систем. Использование подвижных источников, первичных и вторичных коллиматоров позволяет уменьшить число источников ионизирующего излучения. Поскольку по сравнению со статичными системами возрастает число направлений, с которых производится облучение сходящимися пучками, уменьшается доза на здоровые ткани, окружающие мишень (одна и та же поглощенная энергия распределяется по большему объему здоровых тканей).

Система OUR RGS предназначена только для повреждений мозга и головы. Заявленная производителем точность сходимости пучков от источников в изоцентре не более 0.3 мм.

Роботизированная радиохирургическая система CyberKnife фирмы Асигау – это первый аппарат, специально созданный и оптимизированный для реализации облучения за 1–7 фракций, то есть в режимах радиохирургии и гипофракционирования. Аппарат позволяет воздействовать на мишени любой локализации, как интра- так и экстракраниальные. Установка CyberKnife характеризуется продуманной системой навигации, высокой точностью подведения дозы, возможностью формирования конформных дозовых распределений с высоким градиентом дозы на границе мишени, что особенно важно вблизи критических структур.[1]

Роботизированная радиохирургическая установка CyberKnife включает в себя следующие функциональные компоненты: система осуществления лучевого воздействия; система позиционирования пациента; системы

визуализации и слежения за целью; система планирования лечения; система управления данными.

На рис. 2 изображена установка для стереотаксической лучевой терапии и радиохирургии CyberKnife.

Система реализации облучения CyberKnife состоит из малогабаритного линейного ускорителя электронов (ЛУЭ) с номинальной энергией тормозного фотонного излучения – 6 МэВ, установленного на серийном промышленном роботизированном манипуляторе с 6-ю степенями свободы. Манипулятор запрограммирован на движения в пределах имеющегося рабочего пространства с учетом положения оборудования процедурного кабинета и пациента.[1]



Рис. 2 Роботизированный манипулятор с линейным ускорителем электронов, процедурный стол, рентгеновские трубки.

Также в настоящее время широкое применение начинает получать новый метод лечения онкологических больных - комбинированное лечение с интраоперационной лучевой терапией (ИОЛТ). Интраоперационная лучевая терапия - специальный, технически сложный метод лечения злокачественных новообразований путем подведения высокой однократной дозы ионизирующего излучения, когда доступ к мишени обеспечивается хирургическим способом. В России во многих клиниках используется оригинальная фотонная радиохирургическая система для контактной интраоперационной лучевой терапии – INTRABEAM(Carl Zeiss AG). Современная терапия онкологических заболеваний характеризуется тенденцией к использованию направленных, риск-адаптированных и междисциплинарных методов лечения опухолей. INTRABEAM®, инновационная система лучевой терапии от компании Carl Zeiss, полностью соответствует указанным требованиям. В системе INTRABEAM используются низкоэнергетические рентгеновские фотоны для непосредственного воздействия высокой дозы излучения на опухоль или ложе опухоли. Именно эта особенность и обеспечивает локализованную и высокоэффективную терапию.

Патология, при которой проводится интраоперационная контактная лучевая терапия

- Опухоли молочной железы
- Колоректальные раки
- Опухоли желудка и пищевода
- Опухоли поджелудочной железы



Рис. 3 Установка для для контактной интраоперационной лучевой терапии – INTRABEAM

1. А.Н. Коновалов., А.В. Голанов., Г.Е. Горлачев и др. Использование роботизированной радиохирургической системы CyberKnife® для лечения нейрохирургических больных., Журнал «Вопросы нейрохирургии имени Н.Н. Бурденко» No. 1, 2012.
2. <http://irsa.org/>
3. <http://www accuray.com/>
4. <http://www.varian.com/>
5. <http://www.elekta.com/>
6. <https://www.brainlab.com/>

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

И.М. Пискарев¹, И.П. Иванова^{2,3}, С.В. Трофимова^{2,3}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, ²Нижегородская государственная медицинская академия Министерства здравоохранения Российской Федерации, ³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского - Национальный исследовательский университет.

E-mail: i.m.piskarev@gmail.com

Введение. В последние десятилетия в практике биомедицинских исследований широко используется холодная плазма. Активные факторы плазмы – радикалы, ионы и электроны из области разряда, которые с потоком

газа попадают на поверхность объекта. Излучение холодной плазмы в таких устройствах играет определенную роль, но не является решающим.

При обработке холодной плазмой активные частицы плазмы не проникают вглубь объекта, а контактируют только с поверхностью. Когда газоразрядной плазмой обрабатывается жидкость, распространение активных частиц внутрь возможно только при перемешивании. Излучение плазмы, в отличие от частиц плазмы, может проникать в жидкость на значительную глубину и благодаря вторичным реакциям создавать там определенную концентрацию активных частиц, если жидкость прозрачна для излучения плазмы. Поэтому разработка источника излучения плазмы с возможностью создания внутри биологического объекта концентрации активных частиц и локальной активацией свободно-радикальных процессов, например, в опухолевом узле является актуальной.

Обычно, при разработке приборов для медицины, конструкторы детально исследуют физику процесса, приводящего к генерации плазмы, изучают ее состав, создают макет прибора, и уже затем рассматривают биомедицинские возможности конкретного вида плазмы. Авторы данной работы поступили наоборот: исходя из имеющихся технических возможностей, был найден режим генерации плазмы, при котором под действием излучения плазмы в воде достигается максимальный химический эффект, что обеспечивало оптимальные условия воздействия на объект.

В настоящей работе даются характеристики генератора и краткий обзор результатов, полученных авторами ранее при анализе физико-химических процессов, происходящих под действием излучения плазмы искрового электрического разряда на воздухе. Основное внимание уделено образованию сильного окислителя – пероксинитрита и комплекса, состоящего из пероксинитрита и пероксиазотистой кислоты и окислительно-восстановительным реакциям под действием этих частиц.

Источник излучения. Использовался генератор излучения плазмы искрового разряда ИР-10, описанный в работе [1]. Частота повторения импульсов составляла 10 Гц. Длительность переднего фронта импульса 50 нс. Полная длительность импульса 100 мкс. Энергия, выделяемая в импульсе, $5.9 \cdot 10^{-2}$ Дж. Плотность потока энергии фотонов УФ-С диапазона за время длительности импульса (100 мкс, 10 Гц) на расстоянии 1 см от электродов (импульсная мощность) составляет 2 Дж/см^2 , средняя мощность излучения на том же расстоянии равна $(2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \text{ Дж см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Максимум спектра излучения лежит при $\lambda = 220 \text{ нм}$. Основными реакционно-способными частицами являются радикалы $\text{NO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ ($\text{pK}_a = 4.8$) и пероксинитрит ONOO^- . Перекись водорода и озон образуются, их стационарная концентрация $\sim 10^{-6}$ моль/л, но они являются существенно менее активными продуктами, и при такой концентрации не могут играть заметную роль. Характеристики основных активных частиц приведены в таблице 1.

Гидроксильные радикалы могут образовываться во вторичных реакциях. Их выход измерялся непосредственно, но они не были обнаружены [1]. Прямое

образование гидроксильных радикалов за счет диссоциации воды $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}^\bullet + \text{OH}^\bullet$ невозможно на основании закона сохранения энергии, так как для осуществления этого процесса энергии фотонов с длиной волны 200 – 280 нм недостаточно.

Таблица 1. Начальные выходы и стационарные концентрации основных продуктов, образующихся в дистиллированной воде под действием излучения плазмы импульсного искрового электрического разряда на воздухе генератора ИР-10.

Продукт	Начальный выход, моль (л с) ⁻¹ , эксперимент [4]	Стационарная концентрация, моль/л, расчет [5]
$\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ ($\text{pK}_a=4.8$)	$(1.2 \pm 0.3) 10^{-6}$	$5.97 10^{-7}$
O^\bullet	$2 10^{-6}$ *	$4.43 10^{-11}$
N_2O	$1.1 10^{-6}$ *	$2.48 10^{-5}$
$\text{NO}_2^- + \text{NO}_3^-$	$(5.8 \pm 1.6) 10^{-7}$	Накапливается
ONOO^-	Не определен	$1.53 10^{-6}$ ($\text{pH}_0 = 7$)
NH_4^+	$(1.7 \pm 0.5) 10^{-10}$	Накапливается
H_2O_2	Не определен	$1.66 10^{-6}$
O_3	Не определен	$1.03 10^{-6}$
OH^\bullet	Не определен	$3.91 10^{-9}$

Механизм воздействия излучения газоразрядной плазмы на субстрат.

Первичными активными частицами, образующимися под действием импульса излучения в воде, являются радикалы $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ и пероксинитрит ONOO^- [4]. Радикал HO_2^\bullet в кислой среде при $\text{pH} < 4.8$ является окислителем. В нейтральной и щелочной среде при $\text{pH} > 4.8$ он существует в виде ион-радикала $\text{O}_2^{\bullet-}$, который является восстановителем. Пероксинитрит быстро распадается, его время жизни в нейтральной среде ~ 1.2 с. Продуктами его распада могут быть ионы NO_2^- и NO_3^- . Ионы NO_2^- могут проявлять как окислительные, так и восстановительные свойства. При изомеризации пероксинитрита $\text{ONOO}^- \rightarrow \text{NO}_3^-$ степень окисления азота меняется, она равна +3 для пероксинитрита и +5 для иона NO_3^- . Следовательно, при изомеризации пероксинитрита может происходить восстановление. Таким образом, излучение плазмы может инициировать как окисление (в том числе цепное окисление радикалами HO_2^\bullet), так и восстановление. Восстановительными свойствами кроме ионов NO_2^- обладает ион-радикал $\text{O}_2^{\bullet-}$ и пероксиазотистая кислота ONOOH . Для нее $\text{pK}_a = 6.8$ и она существует в нейтральной и кислой среде. Сам пероксинитрит ONOO^- обладает преимущественно окислительными свойствами.

Если в растворе присутствуют органические соединения (биологическая проба), то первичные активные частицы взаимодействуют в первую очередь с ними. При этом они сразу расходуются и вторичные активные частицы не

образуются. Вторичные активные частицы начинают образовываться только после того, как вещества, реагирующие с первичными частицами, будут израсходованы. Это проявляется в следующем. При обработке дистиллированной воды ее рН после обработки за время больше 1 минуты заметно уменьшается, и продолжает быстро уменьшаться со временем обработки. Когда в растворе присутствуют вещества, например, если обрабатывается излучением плазмы раствор Хенкса или альбумина, первые минуты рН практически не меняется, потом рН начинает уменьшаться, но уменьшение много медленнее, чем в чистой воде.

Образование долгоживущего комплекса (ONOOH ... ONOO⁻)

Импульсный характер излучения обеспечивает высокую концентрацию активных частиц в обрабатываемом растворе, поэтому оказалось возможным образование комплекса (ONOOH ... ONOO⁻) [2]. Спектрофотометрически комплекс не обнаруживается, но его можно обнаружить по продукту его распада: пероксинитриту. Пероксинитрит имеет полосу поглощения при $\lambda = 301$ нм, коэффициент экстинкции $\epsilon = 1670$ л(моль см)⁻¹. Сразу после обработки и в течение 3 суток после линия 301 нм не обнаруживается. Она начинает появляться на четвертый день после обработки, оптическая плотность достигает максимума на 8 – 10 день и линия пропадает через 14 дней. Максимальная мгновенная концентрация пероксинитрита составляет $[\text{ONOO}^-] = (2 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ моль/л [2]. Сразу после обработки и в течение 14 суток после наблюдается уменьшение рН раствора от нейтрального до рН ~ 2.5. Это можно объяснить распадом пероксинитрита $\text{ONOO}^- \rightarrow \text{NO}_3^-$. Исходя из изменения рН концентрация пероксинитрита, образующегося сразу после обработки и за 14 суток после, составляет $[\text{ONOO}^-] = (1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ моль/л.

Образование комплекса (ONOOH ... ONOO⁻) изучалось в дистиллированной воде (рН₀ = 5.9) под действием излучения плазмы искрового разряда на воздухе в работе [3]. Использована реакция спиртового раствора стабильного радикала 2,2-дифенил-1-пикрилгидразил (ДФП[•]) с пробой воды, обработанной излучением плазмы. Жидкость, обработанная излучением плазмы, после облучения смешивалась со спиртовым раствором ДФП[•] в соотношении 1:1. Измеряли спектр поглощения смеси в диапазоне длин волн 200 – 800 нм. Наблюдали изменения оптической плотности линий при длинах волн 330 – 360 нм и 520 нм. Реакция облученной воды с ДФП[•] не может быть инициирована пероксинитритом. Из-за пространственных затруднений стабильный радикал не может взаимодействовать со сложными соединениями, какими являются активные формы кислорода. Он является плохим индикатором активных форм кислорода. Основной канал расходования ДФП[•] - взаимодействие с самым легким атомом – водородом. Пероксиазотистая кислота, которая образуется при распаде комплекса (ONOOH ... ONOO⁻), может быть донором водорода, поэтому реакция с ДФП[•] позволяет оценить ее концентрацию. Появление пероксиазотистой кислоты идентифицировано на 4-й день после обработки излучением, и она пропадает на 13-й день. Максимальная

мгновенная концентрация пероксиазотистой кислоты достигается на 5 – 7 день и составляет $[ONOON] = (1.5 \pm 0.5) 10^{-5}$ моль/л. Таким образом, образование комплекса, включающего пероксинитрит и пероксиазотистую кислоту, подтверждается двумя независимыми методиками. Обеими методиками получены примерно одинаковые концентрации пероксинитрита и пероксиазотистой кислоты $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ моль/л и время жизни комплекса 13 – 14 дней.

Возможности применения источника излучения

Полученные в работах, цитируемых выше, характеристики источника излучения плазмы искрового разряда на воздухе позволяют анализировать процессы, происходящие под действием излучения. Дополнительную информацию о характере процессов можно получать, сравнивая воздействие разных источников излучения. Нами проведено сравнение характеристик излучения генератора ИР-10 и ртутной лампы низкого давления ДБК-9. Характеристики приведены в таблице 2.

Таблица 2. Начальные выходы активных частиц (эксперимент)

Продукт	Искровой разряд ИР-10	Ртутная лампа низкого давления ДБК-9
$HO_2^{\bullet}/O_2^{\bullet-}$	$(1.2 \pm 0.3) 10^{-6}$ моль(л с) ⁻¹	$(1.1 \pm 0.5) 10^{-6}$ моль(л с) ⁻¹
$NO_3^- + NO_2^-$	$(5.8 \pm 1.6) 10^{-7}$ моль(л с) ⁻¹	$(3.4 \pm 1) 10^{-9}$ моль(л с) ⁻¹
NH_4^+	$(1.7 \pm 0.5) 10^{-10}$ моль(л с) ⁻¹	$(2.5 \pm 1.5) 10^{-8}$ моль(л с) ⁻¹

Из таблицы 2 видно, что интенсивность УФ-излучения ртутной лампы примерно в 400 раз больше интенсивности излучения ИР-10. Однако выход радикалов HO_2^{\bullet} для обоих источников практически одинаков. Выход кислотных остатков (которые образуются при распаде пероксинитрита и пероксиазотистой кислоты) под действием ИР-10 на два порядка больше, чем для ртутной лампы.

Заключение. Создан источник излучения плазмы искрового разряда на воздухе. Особенностью такого источника является возможность образовывать под действием излучения в обрабатываемом объекте комплекс, состоящий из пероксинитрита и пероксиазотистой кислоты. Время жизни комплекса до 14 суток. Большое время жизни комплекса позволяет высокоактивным частицам проникать внутрь клетки и производить сильный цитотоксический эффект. Простота конструкции генератора ИР-10 и малая потребляемая энергия при большом выходе активных частиц позволяет рассчитывать, что рассмотренный источник излучения найдет широкое применение в практике медико-биологических исследований.

1. И.М.Пискарев, И.П.Иванова, С.В.Трофимова, Н.А.Аристова // Химия высоких энергий. –2012.–Т.46(5)–С. 406-411.
2. И.М.Пискарев, И.П.Иванова, С.В.Трофимова // Химия высоких энергий. – 2013. – Т. 47(2) – С. 376-380.
3. И.М.Пискарев, И.П.Иванова, С.В.Трофимова, А.А.Ичеткина, О.Е.Бурхина//Химия высоких энергий. – 2014. – Т.48(5)–С. 402-405.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИРУЕМОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКИМ ЗНАЧЕНИЕМ ЛПЭ И ГИПОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЙ ДАЛЬНЕГО КОСМОСА НА НЕКОТОРЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

В.М. Лебедев¹, Е.В. Максимов², Н.Г. Платова³, А.В. Спасский¹,
К.А. Труханов³, Г. В. Цораев², А.С. Ларченков⁴, В.Ю. Огнев⁴

¹НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова;

²Биологический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова; ³ГНЦ РФ-ИМБП РАН, Москва;

⁴Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

E-mail: wg2@anna19.sinp.msu.ru

Введение

Исследования биологического действия заряженных частиц высокой энергии и гипомагнитных условий (ГМУ) является актуальной междисциплинарной задачей, важной для обеспечения деятельности человека и функционирования будущих биорегенеративных систем жизнеобеспечения (БСЖО) в дальнем космосе и на Луне. Обитаемая лунная база, в частности, может служить «полустанком» для временного пребывания экипажей пилотируемых межпланетных кораблей, возвращающихся из дальнего космоса [1]. Успех осуществления этих амбициозных планов связан, прежде всего, с обеспечением безопасности космонавтов (астронавтов) в условиях, отличающихся от условий на околоземных орбитах.

При межпланетном полете и при нахождении на поверхности Луны на космонавтов будут воздействовать повышенные потоки галактических и солнечных космических лучей, в состав которых входят тяжелые ядра, обладающие большим значением линейной передачи энергии (ЛПЭ). На поверхности Земли и при полетах в магнитосфере Земли их присутствие незначительно, т.к. они в значительной мере отклоняются геомагнитным полем Земли (ГМП). Другой фактор – собственно ГМУ межпланетного пространства (межпланетное магнитное поле на несколько порядков ниже привычного геомагнитного поля).

Оба эти фактора негативно действуют на все живое и, в частности, будут негативно действовать на экипаж космического корабля и БСЖО. Раздельное действие ГМУ и заряженных частиц (в том числе тяжелых ионов высокой энергии) на биологические объекты изучается достаточно давно [2,3 и ссылки там]. Отмечается, что особенно негативно воздействие этих факторов на биологические объекты на стадиях развития.

Тем не менее, имеющиеся результаты исследований пока не позволяют получить достаточно полную, внутренне согласованную концепцию. Очевидно, требуются дополнительные исследования моделируемого воздействия ионизирующего излучения (ИИ) с высоким значением ЛПЭ и ГМУ, характерных для дальнего космоса, на разнообразные биологические объекты, в

том числе и экспериментальные исследования в условиях одновременного воздействия этих факторов.

В настоящей работе приводятся предварительные результаты исследований, моделирующих влияние ИИ и ГМУ на два биологических объекта: цианобактерии и семена салата.

Методика

Исследования выполнены на циклотроне У-120 НИИЯФ МГУ, позволяющем получать ускоренные ядра гелия с энергией 30.3 МэВ и с использованием методики облучения биообъектов *in vivo*. Для ослабления геомагнитного поля использовались специальные камеры из магнитомягкого материала и трехкомпонентная система колец Гельмгольца (КГ).

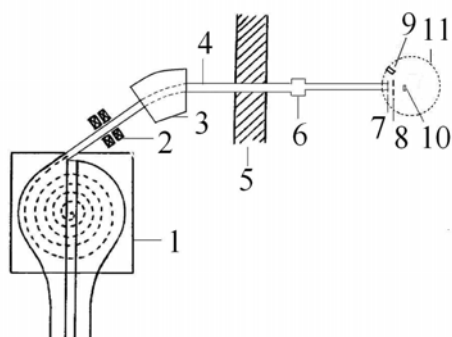


Рис. 1. Схема установки. 1 – циклотрон, 2 – квадрупольные линзы, 3 – отклоняющий магнит, 4 – ионопровод, 5 – защитная стена, 6 – постоянные диафрагмы, 7 – окно ионопровода, 8 – сменная диафрагма, 9 – веб-камера, 10 – кювета с суспензией биологического объекта, 11 – система катушек Гельмгольца.

Общая схема установки приведена на рис. 1. Пучок α -частиц из циклотрона проходил по ионопроводу через квадрупольные линзы, отклоняющий магнит, защитную стену, и далее через систему постоянных диафрагм выходил из окна ионопровода на воздух и через сменную диафрагму попадал на рабочую кювету. В качестве окна на фланце ионопровода использовалась алюминиевая фольга толщиной 50 мкм. Мониторинг пучка осуществлялся измерением величины заряда, попадающего на диафрагму и кювету, изолированные от «земли». Абсолютная точность определения величины поглощенной дозы оценивалась в 30%, относительная точность – не хуже 10%.

Трехкомпонентная система КГ, установленная на выходе ионопровода позволяла ослабить геомагнитное поле до 500 раз (рис. 2).

Облучение суспензии клеток цианобактерии *Synechocystis* и семян салата проводили в специально изготовленной кольцеобразной кювете с внешним и внутренним диаметром 60 мм и 20 мм, соответственно. Более детальное описание установки приводилось ранее в [4]. Здесь отметим только, что кювета состояла из двух одинаковых фигурных колец толщиной по 15 мм, соединенных болтами, и уплотняющим тефлоновым кольцом между ними. В центральной части кюветы между двумя лавсановыми пленками толщиной 20 мкм, натянутыми на внутреннюю часть дюралевых колец кюветы, помещали

облучаемый объект. Зазор между пленками составлял от 0.7 до 1.0 мм. Кювету помещали на расстоянии 13 см за «окном» ионопровода.

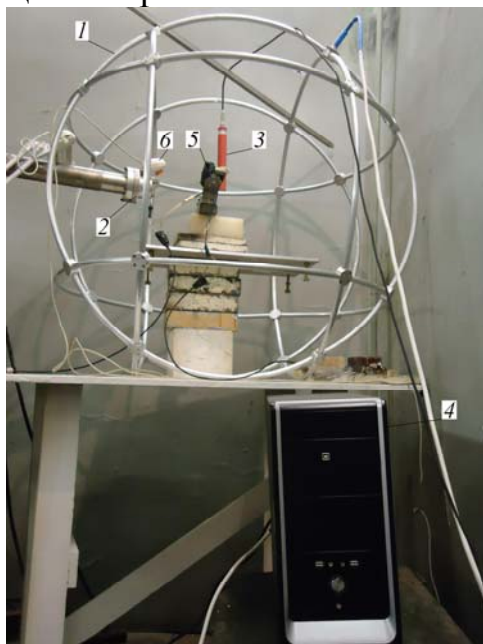


Рис. 2. Система колец Гельмгольца, установленная на выходе ионопровода циклотрона: 1. Система КГ, 2. «Окно» ионопровода, 3. Датчик магнитного поля системы КГ, 4. Блок питания системы КГ, 5. Подставка с подвижной заслонкой для размещения облучаемого объекта (кюветы).

Потери энергии α -частиц в «окне» ионопровода, слое воздуха и лавсановой пленке составляли 6.6 МэВ, так что энергия альфа-частиц на внутренней поверхности лавсановой пленки была 23.9 МэВ. Величина ЛПЭ α -частиц с такой энергией составляет около $25 \text{ кэВ} \cdot \text{мкм}^{-1}$ воды и растет по мере замедления частиц в растворе примерно на порядок. Значение ЛПЭ частиц на входе в кювету близко к величине ЛПЭ релятивистских ядер группы неона-магния галактических космических лучей и далее по пробегу растет, достигая значения $230 \text{ кэВ} \cdot \text{мкм}^{-1}$, соответствующего более тяжелым ядрам, что и позволяет моделировать их воздействие на объект.

Время облучения для получения поглощенной дозы 15 кГр, при токе пучка 6 нА на выходе из окна ионопровода, составляло около 10 минут. Нагрев биообъекта контролировался с помощью пирометра и не превышал 2°C .

Влияние ГМУ на *Synechocystis* изучали с помощью двух устройств, создающих ГМУ. Первое из них – многослойная камера из пермаллоя, ослабляющая геомагнитное поле до 100 раз, в которой суспензия выдерживалась в течение 24 часов до облучения и находилась в течение суток после облучения. Второе – система колец Гельмгольца диаметром 90 см, позволявшая ослабить поле в 200–500 раз и размещавшаяся сразу после выходного фланца ионопровода, в которой выполнялось облучение суспензии.

Облучение семян салата выполняли при нормальном геомагнитном поле. Семена салата помещались в такой же кювете в один слой между двумя тонкими (6,3 мкм) пленками лавсана на расстоянии 5 см от выходного окна ионопровода. Энергия альфа-частиц, падающих на семена, составляла 25.8 МэВ. Для достижения равномерного распределения поглощенной дозы по объему биообъекта каждое облучение суспензии клеток и семян проводили с разных сторон кюветы.

Исследование влияния ГМУ на семена салата проводили при последующем проращивании облученных семян. Для ослабления ГМП в этом случае использовалась гипомагнитная камера, позволяющая ослабить поле более чем в 1000 раз (рис. 3.). Располагая чашки Петри с семенами (в каждой чашке помещали 100 семян) в разных областях камеры, можно было выполнить проращивание семян при различных значениях ослабления ГМП. Величина поля в различных областях камеры контролировалась с помощью магнитометра НВ - 0599А.

Проращивание семян проводили при различных значениях величины ослабления ГМП: 20 нТл, 140 нТл и 1000 нТл (контрольная порция семян проращивалась при значении поля 30-40 мкТл, близком к обычному земному (около 50 мкТл)). Последнее было связано с естественным ослаблением ГМП в рабочем помещении.

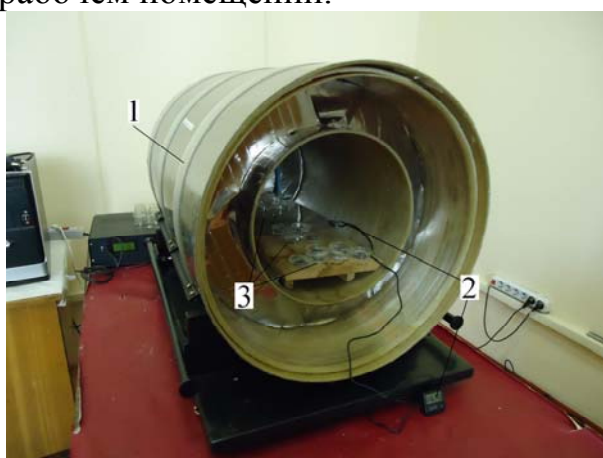


Рис. 3. Гипомагнитная камера:
1. Корпус гипомагнитной камеры,
2. Датчик температуры и влажности,
3. Чашки Петри с семенами салата

Для эксперимента использовали семена салата *Lactuca sativa* L. сорта «Московский парниковый», полученные в условиях защищенного грунта Московской области на Опытно-производственной базе ГНУ ВНИИССОК.

Кроме семян, облученных на 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ, в ГМУ проращивались семена, облученные альфа-частицами, ядрами углерода и аргона. Было выполнено также проращивание семян, подвергшихся, облучению на МКС.

В настоящей работе представлены предварительные результаты, полученные с семенами, облученные ионами аргона с энергией 650 МэВ/н на медицинском ускорителе НИМАС в Чива (Япония). Поглощенная доза составила 1 Гр. В качестве контроля использовали необлученные семена, размещенные для проращивания в тех же условиях. По достижении корешка длины 3 – 4 мм проростки фиксировали, окрашивали ацет-орцеином и использовали для цитогенетического анализа. Учитывали анафазы и телофазы в первом митозе корневой меристемы.

Результаты и обсуждение

Цианобактерии *Synechocystis* в силу особенностей структурно-функциональной организации фотосинтетического аппарата и наличия сложных регуляторных механизмов являются чрезвычайно чувствительными к

изменяющимся условиям окружающей среды, таким как температура, pH, условия инсоляции и т.д. Именно поэтому цианобактерии *Synechocystis* могут быть хорошим тест-объектом ДЛЯ исследования воздействия ГМУ на одноклеточные автотрофные организмы на фоне моделируемого воздействия ионизирующего излучения с высоким значением ЛПЭ. Результаты воздействия ионизирующего излучения и ГМУ оценивали по изменению их спектров флуоресценции с помощью спектрофлуориметра Horiba Fluoromax 4 (Франция).

На рис. 3 представлено изменение отношения интенсивностей полос в спектре флуоресценции, свидетельствующее, о нарушении процессов миграции энергии внутри антенных комплексов с увеличением поглощенной дозы (предварительные результаты нашей работы [5]).

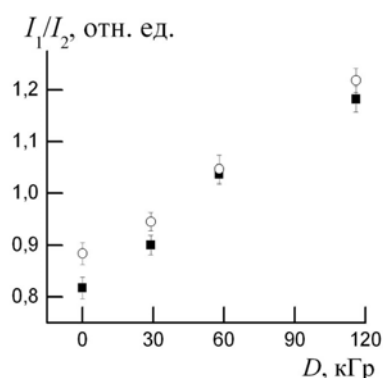


Рис. 4. Зависимость отношения интенсивности полос 650 нм (I_1) к 685 нм (I_2) (ФБС к Хл) в спектрах флуоресценции суспензии клеток *Synechocystis*, адаптированных к нормальным (черные квадраты) и ГМУ (пустые кружки) от величины D поглощенной дозы.

Наибольшие различия между клетками, адаптированными к нормальным и условиям и ГМУ, наблюдаются при низких дозах ионизирующего излучения. Это может быть обусловлено существованием чувствительного к напряженности магнитного поля участка электрон-транспортной цепи, который затем разрушается под действием интенсивного ионизирующего излучения.

Результаты экспериментов показывают, что сочетание ГМУ и ионизирующего излучения, моделирующее условия космических полетов, является стрессовым фактором для клеток *Synechocystis*. Не являясь селективным, ионизирующее излучение с высокими величинами ЛПЭ вызывает разрушение нативной структуры пигмент-белковых комплексов, в том числе и фотосинтетических мембран цианобактерий (реакционные центры и антенные комплексы фикобилисомы). Анализ переменной флуоресценции хлорофилла выявил значительные нарушения первичных процессов фотосинтеза у клеток *Synechocystis*, облученных частицами с высокими ЛПЭ (подробнее в работе [5]).

Предварительные результаты, полученные с семенами салата, показали, что энергия прорастания и всхожесть необлученных семян, помещенных в различные условия, составила 99 – 100%. У семян, облученных ионами аргона, энергия прорастания составила в зависимости от условий от 94 до 100%, а всхожесть – 98 - 100%. Отмечена тенденция к увеличению процента хромосомных aberrаций и клеток с множественными aberrациями у необлученных семян, прораставших в гипомагнитных условиях. Данные показатели примерно в 2.5 раза выше у семян, облученных ионами аргона и

прораставшими в условиях 1000-кратного ослабления магнитного поля, чем у облученных семян, выращенных в обычных условиях. Это может быть связано с затруднением репарации ДНК в условиях ослабления магнитного поля.

Выводы

Таким образом, выполненный комплекс экспериментальных исследований влияния моделируемого воздействия ионизирующего излучения с высоким значением ЛПЭ и гипомагнитных условий дальнего космоса на цианобактерии и семена салата подтвердил и дополнил уже имеющиеся результаты, указывающие, что оба эти фактора должны учитываться при планировании дальних космических полетов. Анализ выполненных экспериментов продолжается.

Работа выполнена при использовании оборудования, приобретенного за счет «Программы развития Московского университета»

1. А.И. Григорьев, К.А. Труханов, И.Б. Ушаков, О.И. Орлов. Цели и задачи освоения Луны // *Новости космонавтики*. 2014. Т. 24. №08 (379). С. 42-43.
2. А.И. Григорьев, К.А. Труханов, Г.В. Максимов, А.Б. Приселкова, В.М. Лебедев, А.В. Спасский. Результаты исследований воздействия плотно ионизирующих частиц на возбудимые биологические структуры. В книге «Инновационные решения для космической механики, физики, астрофизики, биологии и медицины» - М.: Издательство Московского университета, 2010. 344 с. с. 257-279.
3. В.Н. Бинги *Магнитобиология. Эксперименты и модели*. М.: Милта. 2002. 592 с.
4. А.А. Байжуманов, Л.И. Деев, О.С. Круглов и др. // *Известия РАН, Сер. физ.* 2011. Т. 75. с. 1646; А.А. Baizhumanov, L.I. Deev, O.S. Kruglov, et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2011. V. 75. P. 1549.
5. В.М. Лебедев, Г. В. Максимов, Е.Г. Максимов, В.З. Пашенко, А.В. Спасский, К.А. Труханов, Г.В. Цораев. Использование 120-см циклотрона для исследования одновременного воздействия ионизирующего излучения и гипомагнитных условий на простейшие биологические объекты. *Известия РАН, Сер. физ.* 2014, Т. 78, № 7, с. 842–845. DOI: 10.7868/S0367676514070187

ДИАГНОСТИКА МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА - ЧЕРЕНКОВА

К.А. Труханов^{1,2}, А.И. Ларкин², В.И. Шведун³

¹ ГНЦ РФ – Институт медико-биологических проблем РАН;

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»;

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

E-mail: shvedunov@gmail.com

Вопросы измерения распределения заряженных частиц высоких энергий по скорости или энергии в пучках высокой интенсивности до сих пор остаются актуальными. В особенности это относится к пучкам электронов на выходе промышленных и медицинских ускорителей.

В докладе рассмотрены возможности и перспективы использования для этих целей излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ). Ограничимся, в основном, оптическим диапазоном.

Методы измерения спектра частиц по скорости и, соответственно, по их энергии на основе распределения излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ) по углам раствора конуса или диаметру колец известны давно [1, 2]. Однако они встречаются с трудностями, в особенности, если пучок имеет значительное поперечное сечение и к тому же обладает заметной угловой расходимостью (например, вследствие рассеяния в радиаторе ИВЧ или же из-за заметной поперечной скорости электронов, как это имеет место в промышленных и медицинских ускорителях). В результате угловое распределение ИВЧ существенно «смазывается». Накладывается на него и переходное излучение, возникающее в датчике, что дополнительно затрудняет получение спектров по скорости.

В работах [3, 4] был предложен метод измерения средней скорости пучка электронов, использующий пороговые свойства возникновения ИВЧ. Измеряется интенсивность ИВЧ I в зависимости от величины показателя преломления радиатора (газа) n при изменении давления. Линейный участок I экстраполируют и находят величину показателя преломления n^* в точке пересечения его с фоном. Затем из соотношения $\beta = 1/n^*$ находят среднюю скорость электронов пучка. Этот подход был повторен в работах [5, 6].

В работе [8], как и в предшествующей нашей работе [7] был предложен метод нахождения распределения электронов (и вообще любых заряженных частиц) по скоростям (энергиям) в пучке по нелинейному участку зависимости интенсивности ИВЧ от величины показателя преломления среды.

То обстоятельство, что нелинейный участок зависимости обусловлен немонотонностью пучка по скоростям, отмечалось в упомянутых выше работах [3, 4]. Однако никаких попыток на этой основе предложить соответствующий метод определения $f(\beta)$ и, соответственно, $f(T)$ в них сделано не было.

При выполнении простых требований к системе светосбора ИВЧ (независимость доли света, попадающего на фотоприемник, от направления движения частицы и места ее прохождения) предложенный метод позволяет находить распределение заряженных частиц по скоростям при произвольном угловом распределении частиц в пучке и при произвольном их распределении по сечению. Выполнение этих требований на выходе ускорителя не представляет затруднений.

Если показатель преломления равен $n(\nu)$ (ν – частота), то число фотонов $N_{ph}(n(\nu))$ в единичном интервале ν , достигающих фотоприемника, можно записать как [9]

$$gm \int_{\max\left\{\frac{1}{n}, \beta_{\min}\right\}}^{\beta_{\max}} \left(1 - \frac{1}{n^2(\nu) \cdot \beta^2}\right) \cdot f(\beta) \cdot d\beta = N_{ph}(n(\nu)) \quad (1)$$

где $f(\beta)$ - распределение частиц в пучке по скорости, m – длина пути частица в радиаторе, g – некоторый множитель.

Уравнение (1) представляет по отношению к интересующей функции $f(\beta)$ интегральное уравнение Вольтерра первого рода, правая часть которого задана с погрешностью. Решение таких уравнений относится к так называемым некорректным задачам, однако в последние десятилетия были развиты эффективные подходы к ним.

Уравнение (1) можно преобразовать в уравнение типа свертки [9]. Введем переменные:

$$\beta = y^{1/2}; \quad \Psi(y) = \frac{f(y^{1/2})}{2y^{3/2}}; \quad \frac{1}{n(v)} = z^{1/2} \quad (2)$$

Тогда

$$gm \int_z^{z_{\max}} (y - z(v)) \Psi(y) dy = N_{ph}(z(v)) \quad (3)$$

Последовательно дифференцируя (3), получим решение:

$$\Psi(z^{1/2}) = \frac{1}{gm} \frac{d^2 N_{ph}(z)}{dz^2} \quad (4)$$

Первая производная уравнения (3) представляет собой интегральный спектр, т.е. число частиц со скоростью (энергией), равной или большей нижнего предела интеграла.

Детектор, основанный на нахождении первой производной $N_{ph}(z)$, может служить пороговым датчиком на выходе ускорителя, сигнализирующим о превышении некоторой регламентированной предельной энергии и позволяющим соответственно управлять режимом ускорения. Уравнение (1) может быть решено и другими методами.

Если ширина распределения электронов по энергии мала, что характерно, например, для микротронов, то требуемое изменение давления не превышает нескольких процентов. В этом случае, казалось бы, необходимо учитывать зависимость показателя преломления радиатора ИВЧ от длины волны, т.е. дисперсию, и вводить перед фотоприемником узкополосный фильтр. С дисперсией вообще связаны осложнения при применении черенковских счетчиков.

Однако в предлагаемом методе это явление оказывается «дружественным» и позволяет осуществить иной подход к определению распределению заряженных частиц по скоростям в пучке.

Он заключается в том, что ИВЧ воспринимается спектральным прибором, который разлагает его в оптический спектр. Число фотонов (или интенсивность излучения) на разных частотах, или, что лучше, на разных длинах волн регистрируется с помощью линейки фотодетекторов.

В оптическом диапазоне показатель преломления с увеличением длины волны убывает. Поэтому чем выше скорость электрона, тем большей длине волны соответствует порог излучаемого им ИВЧ.

Число фотонов ИВЧ с длиной волны λ в единичном интервале, испускаемых электронами со спектральным распределением $f(\beta)$ по скоростям можно записать как

$$N_{ph,\lambda} = q \int_{\beta_\lambda}^{\beta_{max}} f(\beta) \cdot \left(1 - \frac{\beta_\lambda^2}{\beta^2}\right) \cdot \lambda^{-2} \cdot d\beta \quad (5)$$

(здесь использовано обозначение β_λ для порога скорости при длине волны λ).

Прибегая к известной формуле Коши для дисперсии: $n(\lambda) = a + b \cdot \lambda^{-2}$, найдем:

$$\lambda^{-2} = \frac{1/\beta_\lambda^2 - a}{b} \quad (6)$$

Преобразуем (5), подставив (6), дифференцируем по β_λ , преобразуем, снова дифференцируем, еще раз преобразуем и получаем:

$$f(\beta_\lambda) = \frac{\beta_\lambda^2}{2q} \frac{d}{d\beta_\lambda} \left(\frac{1}{\beta_\lambda} \cdot \frac{d}{d\beta_\lambda} \left(\frac{b}{1/\beta_\lambda^2 - a} \cdot N_{ph,\lambda} \right) \right) \quad (7)$$

Таким образом, решение задачи о распределении частиц по скорости в пучке ускорителя в данном случае сводится в принципе к определению числа фотонов ИВЧ в соответствующих участках оптического спектра и нахождению их первых и вторых производных по длинам волн [10 -12].

Здесь также необходимо использование соответствующих известных методов решения некорректных задач. Разумеется, можно и непосредственное решать интегральное уравнение (5), записав его, например, в виде уравнения типа свертки аналогично уравнению (3).

Метод, основанный на использовании дисперсии радиатора ИВЧ, может быть особенно удобен для непрерывного мониторинга пучков ускорителей с узким спектром. Например, при энергии 30 МэВ и ширине спектра 0,5 МэВ необходимый спектральный диапазон ИВЧ в случае ксенона, как радиатора, лежит от 400 до 600 нм.

При относительно широких распределениях скоростей заряженных частиц в пучке необходимо принимать специальные меры, чтобы ИВЧ от наиболее быстрых частиц не «забивало» ИВЧ более медленных. Здесь на этих мерах останавливаться не будем.

Метод позволит находить распределение частиц по скорости даже в единственном импульсе ускорителя, а если быстродействие фотоприемников или встроенного перед ними оптического затвора велико – то внутри импульса.

Возможно также находить распределение скорости частиц по сечению пучка. При высоких энергиях частиц метод является практически неразрушающим.

Предложены способы тонкой «подгонки» показателей преломления возможных радиаторов ИВЧ к интересующим диапазонам скоростей заряженных частиц.

Метод возможно применять не только для диагностики и мониторинга пучков электронных ускорителей, но и линейных и циклических ускорителей ионов.

В принципе он, вероятно, может быть в каких-то случаях использован и для диагностики мощных потоков незаряженных частиц (нейтронов, гамма и тормозного излучения) по потоку вторичных заряженных частиц. Здесь придется, однако, последовательно решать две неустойчивых задачи – восстанавливать распределение по скоростям вторичных частиц и затем по этому распределению восстанавливать спектр незаряженных частиц.

Уже в первых работах по теоретическому описанию эффекта Вавилова-Черенкова (см. ссылки в [13]) было показано, что заряд, движущийся в вакуумном канале в диэлектрике, может при выполнении ряда условий генерировать ИВЧ в диапазоне СВЧ. В высокочастотных ускорителях электронов частицы сгруппированы в сгустки. Поэтому, при выполнении определенных условий частицы в пределах сгустка будут излучать когерентно, а мощность излучения будет пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке.

Представляет интерес продвижение предложенного метода в область сверхвысоких частот [10-12,14] с целью создания детектора, исключающего ионизационные и радиационные потери частиц, что позволило бы использовать его для непрерывного контроля работы ускорителей.

1. Дж.Джелли Черенковское излучение и его применение. ИнЛит. 1960. 235 с.
2. В.П.Зрелов Излучение Вавилова - Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т.1, Т.2. Атомиздат. 1968. 501 с.
3. M.R.Bhidey et al. Proc. Phys. Soc., 72, 931, 1958.
4. R.E.Jennings et al. Nucl. Instr. Meth., 6, 209, 1960.
5. С.Е.Де Almeida, P.R.Almond. Phys. Med. Biol. 19, 476, 1974.
6. С.Е.Де Almeida, P.R.Almond Phys. Med. Biol. 17, 870, 1972
7. К.А.Труханов et al. Proc. IV Int. Cong. Rad. Prot. Paris, 24-30.04.1977. p. 119.
8. Е.А.Вайнер, К.А.Труханов Доклады 3-го Всесоюзного совещания по применению ускорителей в народном хозяйстве. Ленинград, 26-28.06.1979. Т.3, с. 345.
9. К.А.Труханов В кн. Черенковские детекторы в науке и технике. Наука. 1990. с. 380.
10. К.А.Труханов, V.V.Poliektoy, V.I.Svedunov, Theoretical and experimental study of beam energy spread diagnostics with Vavilov – Cherenkov radiation at optical and rf wavelength. Proc. of XIX Russian Particle Accelerator Conference (Oral and Invited Contributions). Dubna, 2005. P. 107-109 (Изд-во ОИЯИ).
11. К.А.Труханов, V.I.Svedunov, Theoretical Measurements of accelerator beam spectrum through dependence of Cherenkov radiation intensity on phase velocity of electromagnetic waves in optical and microwave ranges. Rad. Phys. and Chem. 2006. V. 75. N. 8. P. 899-902.
12. К.А.Труханов, А.И.Ларкин, В.И.Шведунов Измерение распределений частиц по скорости в пучках ускорителей на основе излучения Вавилова-Черенков в оптическом и СВЧ-диапазонах. Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 11,

- C.1665-1668. Перевод в Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics; 2010, Vol. 74, № 11, pp. 1600-1603.
13. Б.М.Болотовский УФН. 125, 295, 1961.
14. А.А.Ветров, В.В.Полиектов, К.А.Труханов, В.И.Шведунов. Определение энергетического спектра пучка заряженных частиц с помощью излучения Вавилова-Черенкова в замедляющей системе. Приборы и техника эксперимента. 2008. Т. 51, №2. С. 191-199.

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА КОМПАКТНОГО РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА

И.Ю. Владимиров¹, Н.И. Пахомов¹, В.И. Шведунов¹, Ю.А. Кубышин², Х.П. Ригла³, В.В. Захаров⁴

¹ Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва; ² Технический университет Каталонии, Барселона; ³ Центр ИЗМ, Валенсия; ⁴ ООО «Техномаг», Калуга
E-mail: timerke@mail.ru

Введение

Технический университет Каталонии совместно с НИИЯФ МГУ и СИЕМАТ (Мадрид) строят компактный разрезной микротрон (РМ), предназначенный для использования в интраоперационной лучевой терапии. Этот ускоритель также может использоваться в радиографии и досмотровых комплексах. Проект компактного РМ был предложен в [1], состояние работ сообщается в [2].

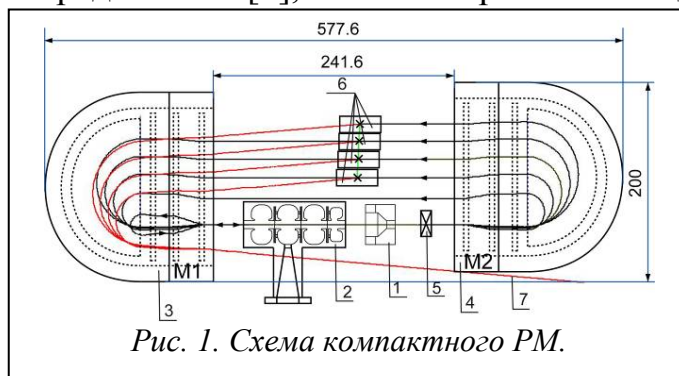


Рис. 1. Схема компактного РМ.

Схема РМ изображена на Рис. 1. РМ состоит из электронной пушки (1), линейного ускорителя (2), двух поворотных магнитов М1 (3) и М2 (4) и квадрупольной линзы (5). Эти элементы РМ закрепляются на общей жесткой платформе, которая помещается в вакуумную камеру. Пучок может быть выведен из орбит с энергиями 6, 8, 10 и 12 МэВ с помощью магнитов вывода (6). При этом пучок выходит из ускорителя по общей траектории (7). Основные параметры РМ приведены в Таблице 1.

Магнитная система РМ включает в себя два поворотных магнита, четыре магнита вывода и одну квадрупольную линзу. Магнитное поле во всех магнитах создается редкоземельным магнитным материалом (РЗММ), а именно SmCo.

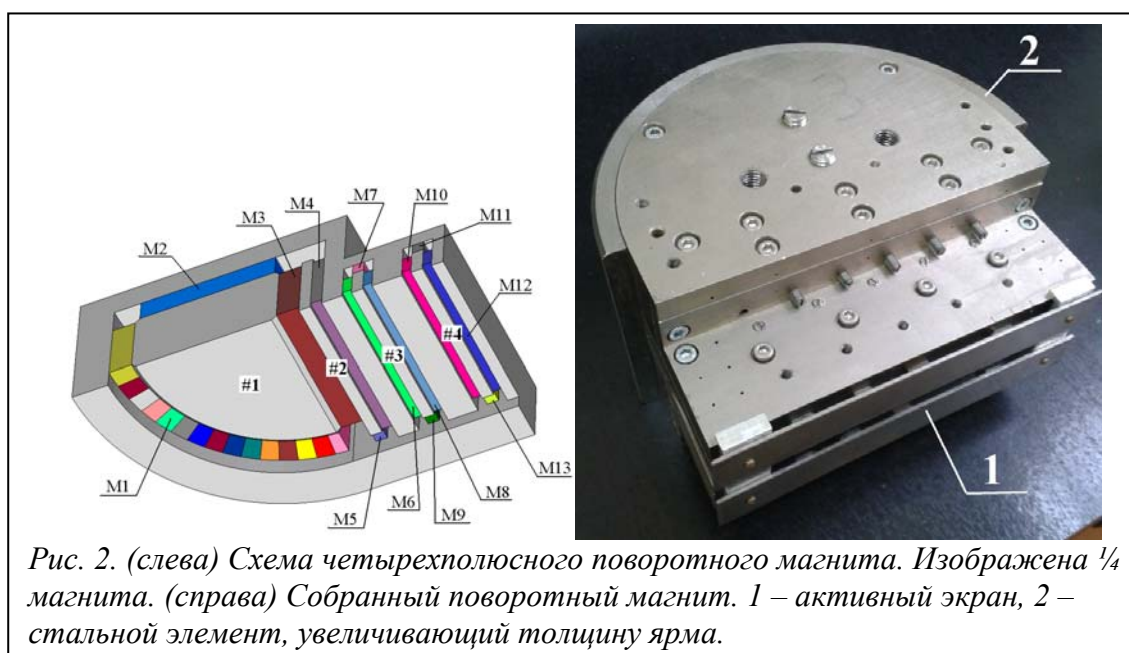
Таблица 1. Основные параметры компактного РМ.

Параметр	Значение
Энергия инъекции пучка	25 кэВ
Энергии пучка	6, 8, 10, 12 МэВ
Равновесный прирост энергии	2 МэВ
Частота ВЧ поля	5712 МГц
Поле поворотных магнитов	0.8 Тл
Импульсный ток пучка на выходе РМ	5 мА

Поворотные магниты

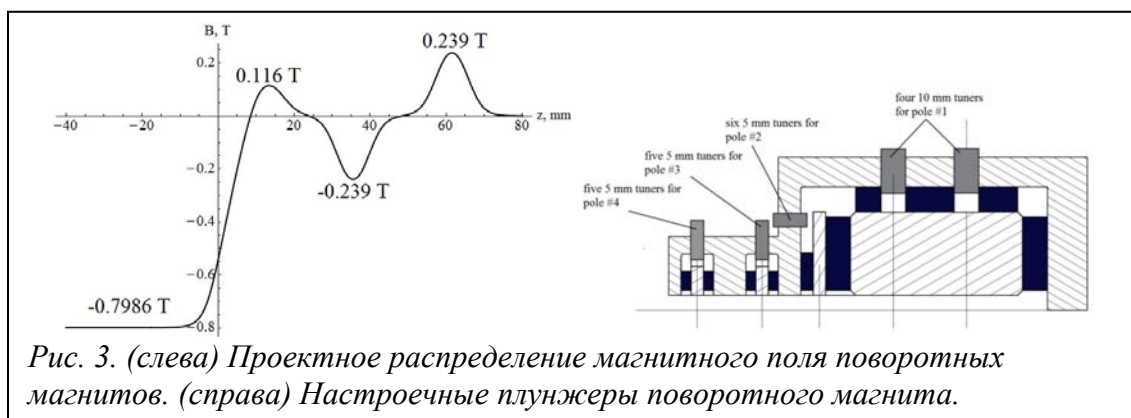
Для РМ были выбраны поворотные магниты с четырьмя полюсами, схема которых изображена на *Рис. 2* слева. Четырехполюсная схема обеспечивает отражение и замыкание первой орбиты и вертикальную фокусировку пучка на всех орбитах [3]. Конструкция поворотных магнитов описана в [4].

Один из двух изготовленных магнитов показан на *Рис. 2* справа. По сравнению с первоначальной конструкцией к магниту были добавлены два элемента (1 и 2 на *Рис. 2* справа), для того чтобы устранить эффекты магнитного насыщения материала ярма, которые не были предсказаны при



компьютерном моделировании. Размеры магнита составляют $W \times L \times H = 190 \times 172 \times 123$ мм, вес примерно равен 21 кг, уровни поля в медианной плоскости должны быть настроены на значения $B_1: B_2: B_3: B_4 = -0.797$ Тл: $+0.116$ Тл: -0.239 Тл: $+0.239$ Тл (*Рис. 3* слева)

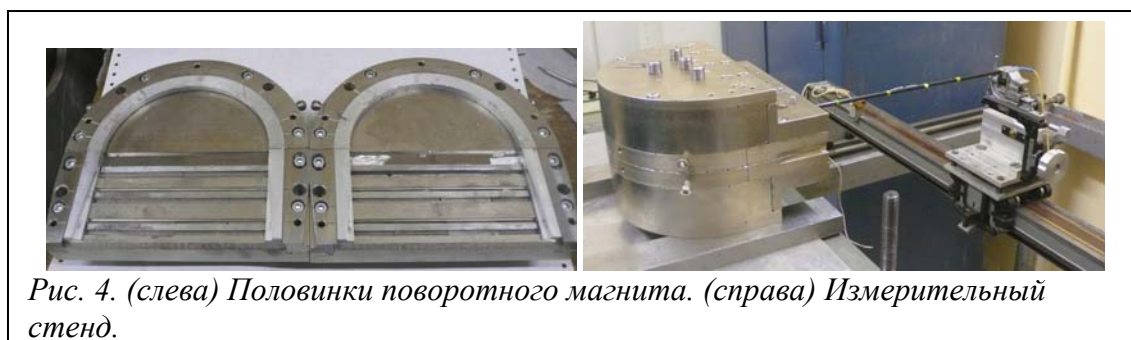
Чтобы производить тонкую настройку поля для каждого полюса предусмотрены плунжеры, которые позволяют изменять уровень поля на 5-8% [4]. Диапазон регулирования магнитного поля зависит от материалов плунжера, ярма и полюса и от соотношения площади сечения плунжера и площади поверхности полюса, покрытой РЗММ блоками. Расположение настроечных плунжеров изображено на *Рис. 3* справа. Все настроечные плунжеры сделаны из сплава ванадий-пермендюр.



Настройка поля поворотных магнитов

Настройка постоянных поворотных магнитов сильно отличается от настройки электромагнитов. Электромагниты требуют специальной настройки, если требуется достичь очень высокой однородности поля на уровне 0.01% или лучше. Основные проблемы в изготовлении магнитов на основе РЗММ связаны с ошибкой, вплоть до 5-10%, в установлении остаточной намагниченности РЗММ блоков и неоднородностью намагничивания блоков. Дополнительные трудности возникают в связи с сильным магнитным притяжением между частями магнита и хрупкостью РЗММ, особенно SmCo.

Чтобы минимизировать возможное смещение магнитной медианной



плоскости относительно геометрической, поворотные магниты были изготовлены из двух одинаковых половинок (Рис. 4 слева), отличающихся только направлением намагниченности РЗММ блоков. Каждая половинка настраивалась на один и тот же уровень поля. Для этого половинка помещалась на толстую, достаточно гладкую стальную плиту. Поле в каждом случае измерялось датчиком Холла на высоте 3 мм над плитой. Измеренные уровни поля в центрах полюсов сравнивались с проектными значениями: $B_1: B_2: B_3: B_4 = -0.797 \text{ Тл}; +0.153 \text{ Тл}; -0.297 \text{ Тл}; +0.297 \text{ Тл}$, и настраивались на них.

Грубая настройка поля проводилась путем перемагничивания РЗММ блоков. Намагничивание больших блоков проводилась в нагретом состоянии в постоянном однородном магнитном поле, а для намагничивания маленьких блоков создавалось импульсное магнитное поле при комнатной температуре. Окончательная настройка поля осуществлялась плунжерами.

После того как две половинки были собраны вместе, в медианной плоскости измерялось распределение магнитного поля. На Рис. 4 справа показан автоматизированный стенд, использовавшийся для измерения распределения

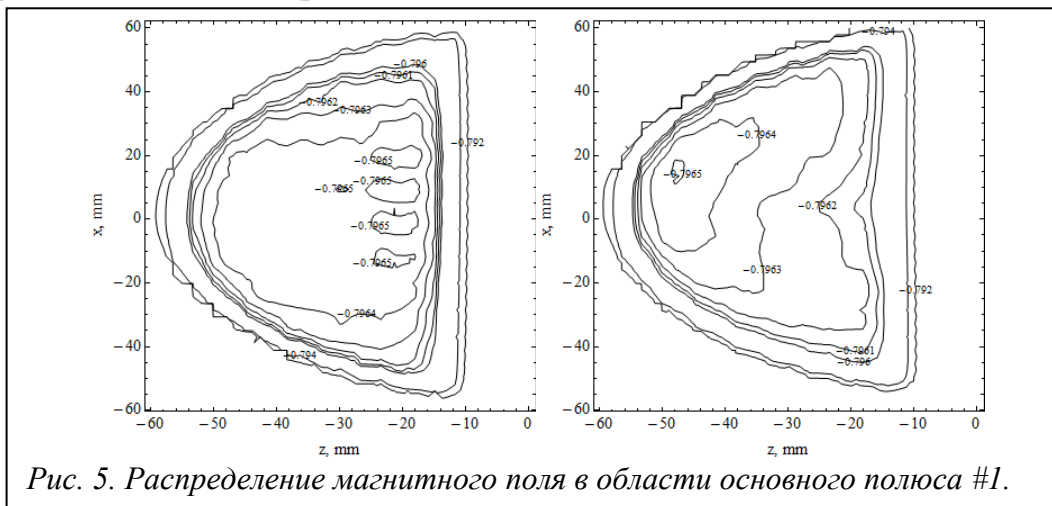
магнитного поля. Стенд состоит из датчика Холла, терморезистора и координатного стола, управление которыми осуществлялось через компьютер.

Во время настройки магнитов было обнаружено, что критерии, обычно используемые для оценки качества настройки электромагнитов РМ, такие как уровень однородности поля и отклонение измеренного уровня поля от проектного, трудно выполнимы в нашем случае. Причины этого заключаются в том, что неоднородность намагничивания и механические дефекты РЗММ блоков, расположенных напротив медианной плоскости, значительно воздействуют на распределение магнитного поля. Кроме этого, локальные эффекты насыщения стали полюсов #2-#4 вносят дополнительный вклад в неоднородность поля и его отклонение от проектных значений.

Чтобы решить проблему прохождения пучка через все орбиты РМ, мы использовали следующий метод:

- 1) посредством плунжеров мы настраивали поле в медианной плоскости в центрах полюсов до проектных значений;
- 2) мы старались получить максимально возможную однородность поля в области основного полюса #1 и вдоль полюсов #2-#4. Для этого использовались фиксирующие винты и тонкие вставки из никелевой фольги, которые помещались между двумя половинками магнита;
- 3) мы рассчитали положения орбит и траекторию электрона в упрощенной модели РМ. В расчетах учитывалась реальная геометрия РМ, а в качестве полей поворотных магнитов использовались измеренные поля настроенных магнитов.

Если в результате расчетов оказывалось, что электрон проходил по всем орбитам и ускорялся до 12 МэВ, мы считали, что поворотные магниты настроены должным образом.



показало, что при наличии квадрупольной линзы с фокусным расстоянием -0.4 м пучок проходит через все орбиты с максимальным отклонением 1.35 мм от оси линейного ускорителя на орбите 8 МэВ.

Квадрупольная линза

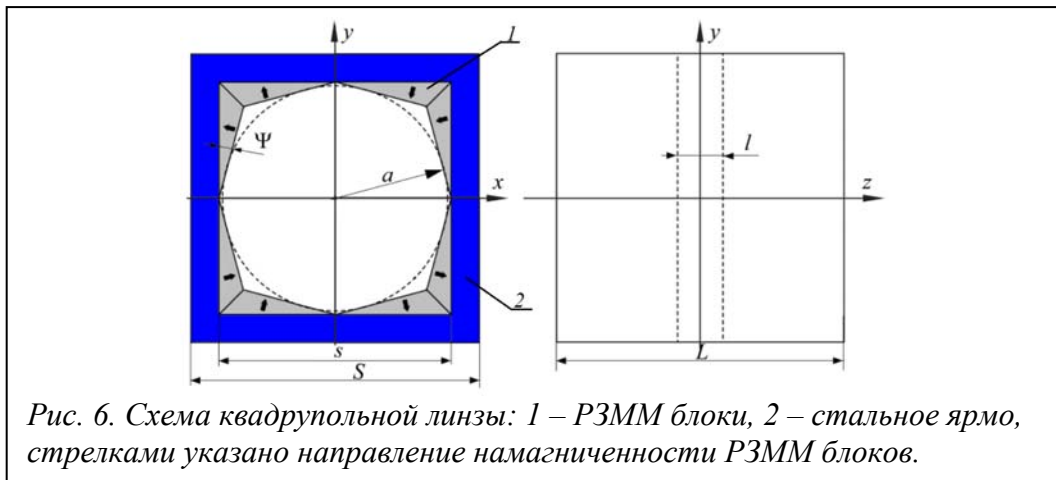


Рис. 6. Схема квадрупольной линзы: 1 – РЗММ блоки, 2 – стальное ярмо, стрелками указано направление намагниченности РЗММ блоков.

Схема линзы показана на Рис. 6. Ее конструкция, как и конструкция магнитов вывода, была спроектирована таким образом, что сборка выполнялась без клея и винтов, а только с применением специальных зажимов и замков. В силу малого расстояния между орбитами квадрупольная линза и магниты вывода должны иметь настолько большое отношение апертуры к внешним размерам, насколько это возможно. Так как, кроме этого, и линза, и магниты вывода должны находиться в вакууме, мы выбрали РЗММ в качестве источника магнитного поля этих элементов. Формирование полей квадрупольной линзы и магнитов вывода основано на принципах, изложенных в [5].

Квадрупольная линза фокусирует пучок в горизонтальной медианной плоскости поворотных магнитов. Дефокусировка пучка квадрупольной линзой в вертикальной плоскости компенсируется фокусировкой краевым полем поворотных магнитов. Для короткой квадрупольной линзы с эффективной длиной, меньшей радиуса ее апертуры, в любой плоскости, перпендикулярной к продольной оси z , поперечные компоненты поля B_x и B_y проявляют сильную нелинейную зависимость от координат y и x соответственно. Фокусирующие свойства такой линзы могут быть определены произведением эффективной

длины и эффективного градиента: $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}} = \frac{I_y(x, y=0)}{x} = \frac{I_x(x=0, y)}{x}$, где

$$I_y(x, y=0) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_y(x, y=0, z) dz, \quad I_x(x=0, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_x(x=0, y, z) dz.$$

Для нашего случая было установлено, что при ускорении пучка в РМ наблюдаются устойчивые поперечные колебания, когда $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}}=0.02-0.04$ Тл. Длина РЗММ блоков в этой связи была выбрана равной $l=3$ мм при величине апертуры $s=16.6$ мм и ширине линзы $S=21$ мм. Для защиты соседних орбит от рассеянного магнитного поля квадрупольной линзы длина ярма линзы была выбрана равной $L=20$ мм. Значение остаточной намагниченности блоков, которое обеспечивает $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}}=0.02-0.04$ Тл, было определено моделированием с помощью программы ANSYS, оно составило $B_r=0.2-0.4$ Тл [6].

После сборки квадрупольной линзы были измерены распределения магнитного поля в плоскостях xz и yz (Рис. 7). Из распределения интеграла компоненты магнитного поля B_y , изображенного на Рис. 8, следует, что $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}}|_y=0.0349$ Тл. Для x -компоненты $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}}|_x=-0.0345$ Тл. Эти значения лежат в диапазоне, обеспечивающем устойчивые поперечные колебания пучка в РМ.

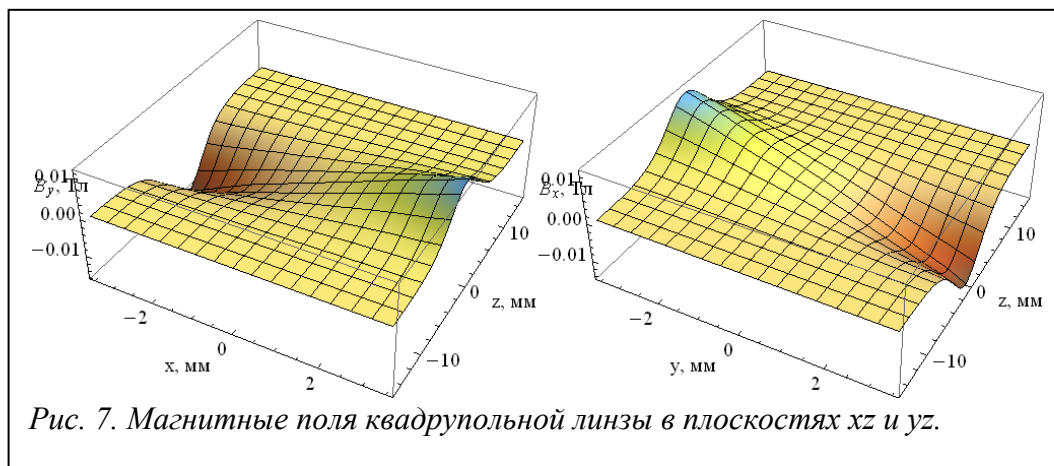


Рис. 7. Магнитные поля квадрупольной линзы в плоскостях xz и yz .

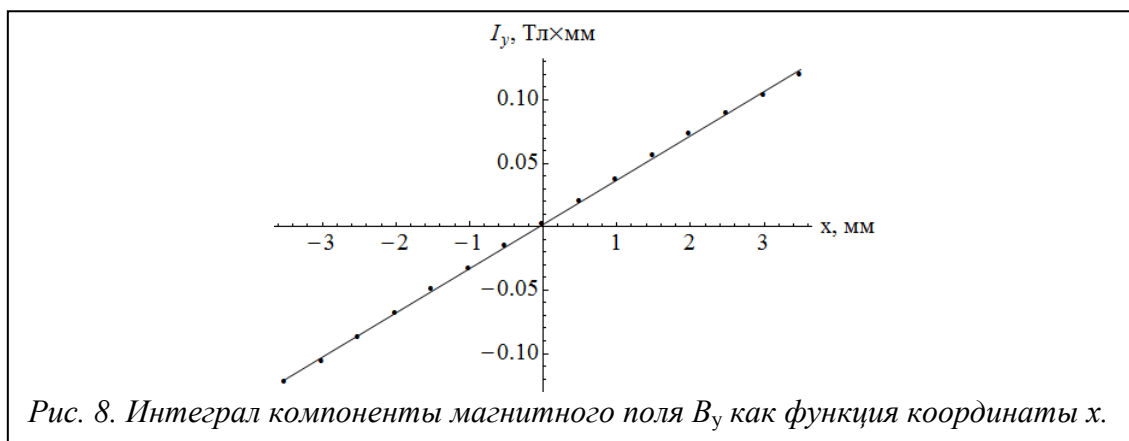


Рис. 8. Интеграл компоненты магнитного поля B_y как функция координаты x .

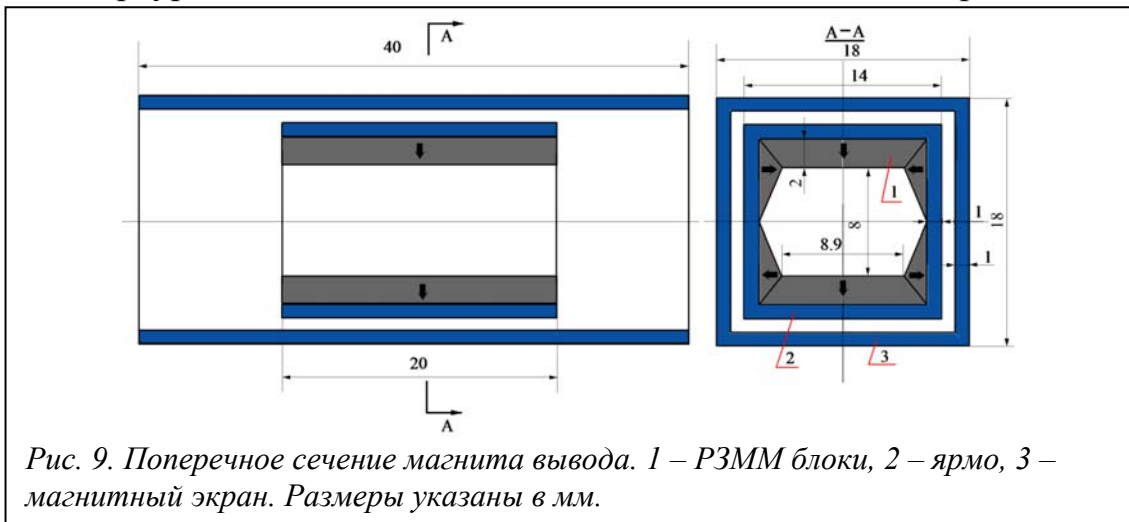
Магниты вывода

Каждый из четырех дипольных магнитов вывода при установке на соответствующую орбиту обеспечивают отклонение пучка в горизонтальной плоскости на 5° (Рис. 1). Положение каждого магнита вдоль орбиты выбирается таким образом, что отклоненный пучок пересекает предыдущую орбиту на краю основного полюса поворотного магнита. Магниты вывода сдвинуты друг относительно друга по вертикали и закреплены в общем каркасе. Размещение определенного магнита вывода на соответствующей орбите достигается перемещением каркаса с помощью шагового двигателя, размещенного вне вакуумной камеры.

Таблица 2. Интегралы поля магнитов вывода.

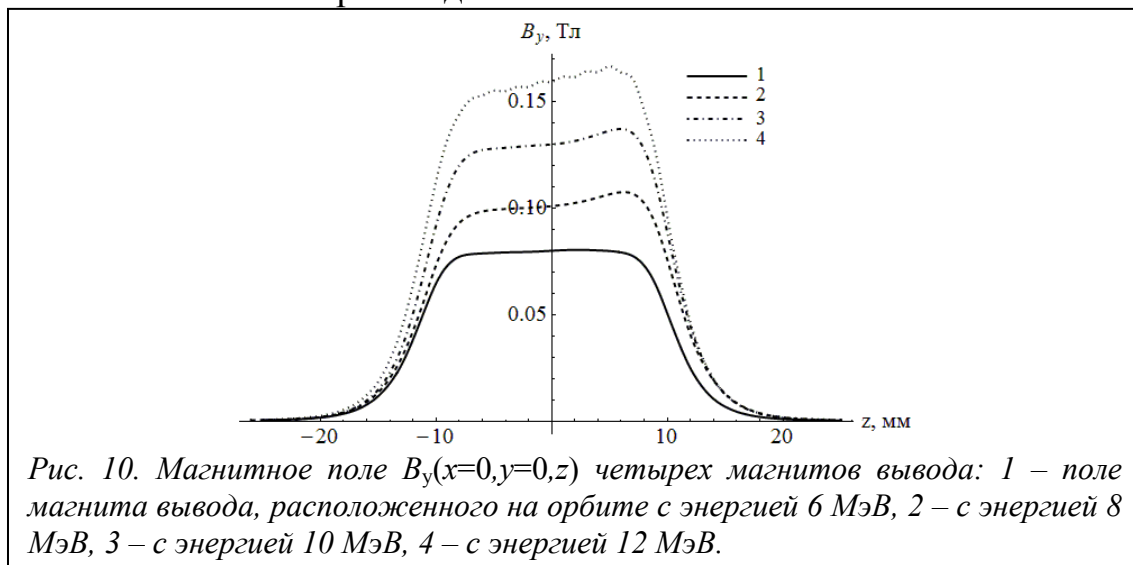
Орбита	Энергия, МэВ	$I_{y proj}$, Тл×мм	$I_{y meas}$, Тл×мм
3	6.009	1.89	1.89
4	8.036	2.47	2.49
5	10.048	3.05	3.08
6	12.055	3.63	3.66

Магниты вывода должны удовлетворять следующим требованиям: интегралы поля в горизонтальной плоскости должны принимать значения из *Таблицы 2*; интегралы поля в вертикальной плоскости должны быть близки нулю; апертура магнитов должна быть не менее 8 мм в диаметре.



Для наших магнитов вывода мы использовали геометрию, показанную на *Рис. 9*. В ней отклоняющее поле создается соответствующим образом намагниченными РЗММ блоками, помещенными в верхней и нижней частях ярма. Чтобы улучшить однородность поля вдоль оси x , по бокам были размещены дополнительные РЗММ блоки, форма и намагниченность которых были оптимизированы с помощью программы PANDIRA [6].

Все четыре магнита имеют одинаковую длину ярма и РЗММ блоков, равную 20 мм. Требуемые значения интегралов полей магнитов достигаются соответствующим намагничиванием РЗММ блоков. Чтобы избежать влияния рассеянных магнитных полей на соседние орбиты, каждый магнит вывода окружается магнитным экраном длиной 40 мм.



На *Рис. 10* изображены распределения магнитного поля $V_y(x=0, y=0, z)$ вдоль оси z для всех четырех магнитов вывода. Хотя распределения полей неоднородны в центральной части магнитов вследствие неоднородности

намагничивания РЗММ блоков, это не имеет существенного значения для выводимого из РМ пучка.

Вычисленные на основании распределений, показанных на *Рис. 10*, значения I_y указаны в последнем столбце *Таблицы 2*. Видно, что отличие между проектными и измеренными значениями интегралов поля составляет около 1%. Следовательно, ошибка угла отклонения выводимого пучка будет меньше 1 мрад. Вертикальное отклонение пучка из-за наличия паразитного поля B_x магнитов также меньше 1 мрад.

Заключение

Были спроектированы, изготовлены и настроены два поворотных магнита, четыре магнита вывода и одна квадрупольная линза компактного РМ. Анализ полей настроенных поворотных магнитов, магнитов вывода и квадрупольной линзы показал, что они могут быть использованы для ускорения пучок электронов до 12 МэВ в компактном РМ.

1. B.S. Ishkhanov, N.I. Pakhomov, N.V. Shvedunov, et al. "Conceptual design of the miniature electron accelerator dedicated to IORT". Proceedings of RuPAC XIX. Dubna, Russia, 2004, pp. 474-476.
2. Yu.A. Kubyshin, J. Berenguer, A. Crisol, et al. "Current status of the 12 MeV UPC race-track microtron". Proceedings of PAC09. Vancouver, Canada, 2009, pp. 2775-2777.
3. M. Ferrer, Yu.A. Kubyshin, J.P. Rigla, et al. "Compact design of race-track microtron magnets". Proceedings of EPAC08. Genoa, Italy, 2008, pp. 2380-2382.
4. Yu.A. Kubyshin, J.P. Rigla, I.Yu. Vladimirov, et al. "Performance of the magnetic system of a 12 MeV UPC race-track microtron". Proceedings of RuPAC2012. Saint-Petersburg, 2012, pp. 472-474.
5. V.S. Skachkov. "Quasi-sheet multipole permanent magnets". Nuclear Instruments and Methods A. 2003. Vol. 500, pp. 43-54.
6. J.P. Rigla. "Design and characterization of magnetic systems in race-track microtrons". PhD thesis, Universitat Politecnica de Catalunya, 2013, p. 223.

ПРОЯВЛЕНИЕ *np*-СПАРИВАНИЯ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Л.Т. Имашева¹, Б.С. Ишханов^{1,2}, М.Е. Степанов^{1,2,a}, Т.Ю. Третьякова²

¹ Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет; ² Московский государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

E-mail: ^a stepanov@depni.sinp.msu.ru

Введение

Эффект спаривания играет важную роль в ядерных явлениях при малых энергиях. Силы спаривания ответственны, например, за особенно высокие значения энергий отделения для спаренных нуклонов, а также за тот факт, что все четно-четные ядра имеют в основном состоянии спин $J = 0$. Классический пример проявления спаривания тождественных нуклонов – спектр

низколежащих возбужденных состояний ядра ^{210}Pb , имеющего пару нейтронов сверх дважды магического остова ^{208}Pb . Действие сил спаривания приводит к образованию спектра возбужденных состояний с четными значениями полного момента, которые формируют мультиплет основного состояния (GSM) ядра [1]. Структура GSM отчетливо проявляется в ядрах с парой тождественных нуклонов (дырок) сверх магического остова и может быть описана в рамках приближения δ -потенциала [2,3,4].

Изоспиновая инвариантность ядерного взаимодействия приводит к *np* спариванию нуклонов в ядре. Несмотря на многолетнюю историю изучения *np* взаимодействия, спаривание нейтрона и протона в ядре остается актуальным вопросом [5, 6, 7]. Помимо аналоговых изовекторных состояний ($T = 1$), образующихся как при *np*, так и при *nn* и *pp* спаривании, в случае пары *np* присутствуют изоскалярные состояния ($T = 0$). Вопрос о соотношении изовекторной и изоскалярной составляющих ядерных сил очень важен с точки зрения изучения нуклонных корреляций в ядре и построения бозонных моделей ядра [6].

В настоящей работе мы рассмотрели примеры нечетно-нечетных ядер, у которых протон и нейтрон находятся сверх дважды магического остова. Подобные изотопы, особенно ядра с $N = Z$, представляют особый интерес, поскольку позволяют изучить зависимость остаточного взаимодействия от спина и изоспина [7].

В предыдущей работе [4] для описания GSM ядер с парой тождественных нуклонов в состоянии l_j сверх заполненного остова было использовано приближение δ -потенциала:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (1)$$

в котором состояния мультиплета могут быть найдены через относительный сдвиг энергии состояния с полным моментом J [2, 8]:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}^2 (2j+1) \begin{cases} \left(1 + \frac{(2j+1)^2}{J(J+1)}\right), & \text{при } T = 0, \\ 1, & \text{при } T = 1. \end{cases} \quad (2)$$

где ΔE_0 – сдвиг энергии основного состояния, ΔE_J – сдвиг энергии возбужденного состояния ядра. Величина ΔE_0 соответствует энергии парного взаимодействия Δ_{NN} и может быть определена из масс ядер на основе четно-нечетного эффекта. Таким образом, основываясь на экспериментальных значениях масс ядер, можно рассчитать в приближении δ -потенциала все состояния мультиплета, не фиксируя какое-либо из них.

В случае *np* спаривания оценка величины Δ_{np} на основе данных по массам ядер представляет отдельный вопрос [9, 10]. Мы исходим из определения величины спаривания, как разности между энергией отделения *np* пары в ядре (N, Z) $B_{np}(N, Z)$ и суммы энергий отделения отдельно протона B_p и нейтрона B_n в изотопах $(N-1, Z)$ и $(N, Z-1)$, соответственно:

$$\Delta_{np} = B_{np}(N, Z) - B_p(N, Z) - B_n(N, Z)$$

Полученные соотношения совпадают с оценкой из работы [7]:

$$\Delta_{np} = B_n(N, Z) - B_n(N, Z - 1) = B_p(N, Z) - B_n(N - 1, Z). \quad (3)$$

Основные результаты

В рамках предложенной модели были проведены расчеты с использованием данных [13] для ядер с np парой сверх дважды магического остова. GSM в данных изотопах имеют два набора уровней, связанных со спариванием – с четными и нечетными значениями J .

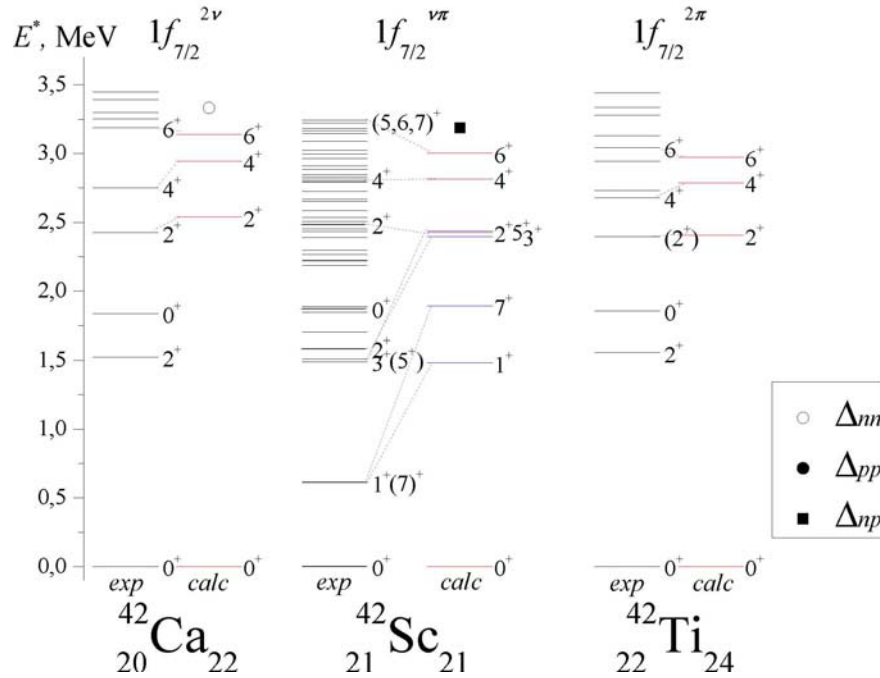


Рис. 1. Спектры ядер-изобар $A=42$ ^{42}Ca , ^{42}Sc и ^{42}Ti . Слева – экспериментальные данные из [11,12], справа – расчет мультиплетта основного состояния на основе масс ядер [13].

На рис. 1 приведен пример расчета спектра ядра ^{42}Sc и спектры соседних ядер-изобар ^{42}Ca и ^{42}Ti . Аналоговые уровни с четными J во всех трех изотопах демонстрируют хорошее соответствие с экспериментальными данными. Для нечетных J расчет правильно воспроизводит порядок уровней, но значения оказались значительно выше экспериментальных.

Подобное соотношение между изовекторными и изоскалярными состояниями выполняется и для других нечетно-нечетных ядер, что является следствием зависимости остаточного взаимодействия от изоспина. В случае δ -потенциала значения полного спина S и изоспина T пары нуклонов однозначно связаны между собой [2]:

$S = 0, T = 1$ – пара с противоположно направленными спинами, J четно;

$S = 1, T = 0$ – пара с одинаково направленными спинами, J нечетно.

Соответственно, для описания уровней с нечетными J ($T = 0$) мы можем ввести в потенциал остаточного взаимодействия зависимость от спина:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -V_0(a - b \cdot \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad (4)$$

Полученные с данным потенциалом расчеты ядер ^{210}Bi , ^{134}Sb , ^{50}Mn , ^{46}V и ^{42}Sc позволяют определить значения коэффициентов a и b в формуле (4).

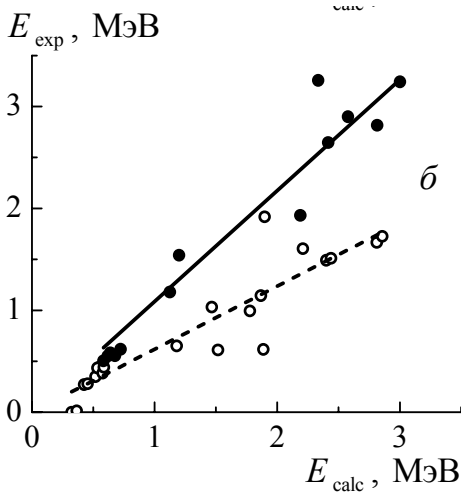


Рис. 2. Линейная аппроксимация зависимости экспериментальных от расчетных значений энергий $E(J)$ состояний GSM с $J > 2$ в изотопах ^{210}Bi , ^{134}Sb , ^{50}Mn , ^{46}V и ^{42}Sc с парой нейтрон-протон. Параметры линейной аппроксимации $y = C_1x$, $y = C_2x$

C_1	1.087 ± 0.042	—●—	четные J
C_2	0.619 ± 0.033	- - ○ - -	нечетные J

На рис. 2 представлена аппроксимация зависимости экспериментальных от расчетных значений энергий $E(J)$ состояний GSM с $J > 2$. По результатам аппроксимации значения коэффициентов:

$$a = 0,71, \quad b = 0,09.$$

На рис. 3, крайняя правая колонка, синие линии, для изотопа ^{42}Sc приведены результаты расчета уровней GSM с нечетными значениями J с потенциалом (4). Спектр состояний GSM с четными значениями J остается без изменений (красные линии). Видно, что для четных уровней, чем меньше J , тем больше расхождение с экспериментом. Это связано с тем, что соответствующие уровни могут иметь также колебательную или вращательную природу, то есть быть смешанными состояниями. Расхождение в энергиях для нечетных уровней говорит о том, что спиновая зависимость спаривания имеет более сложный характер.

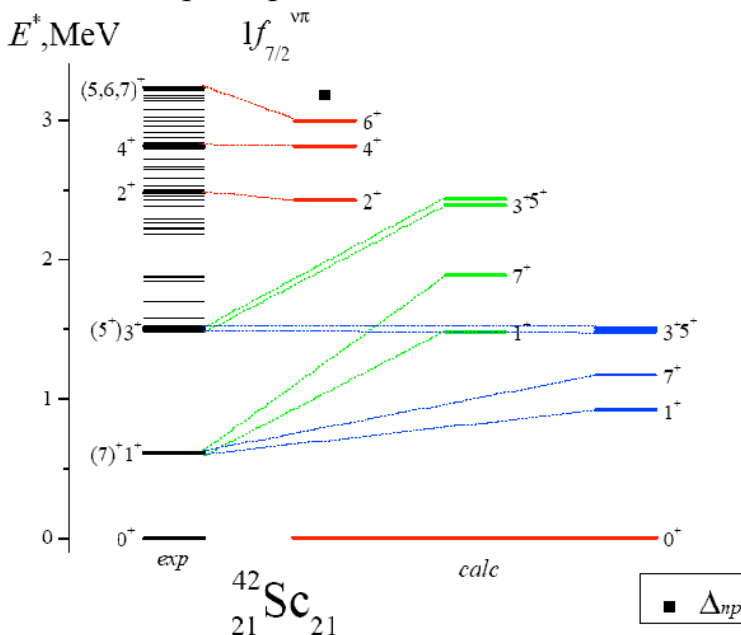


Рис. 3. Спектр ядра ^{42}Sc . Слева – экспериментальные данные из [11, 12], справа – расчет GSM на основе Δ_{np} , определенного из масс ядер [13], красным цветом для четных J , зеленым – для нечетных J без учета спиновой зависимости, синим – для нечетных J с учетом спиновой зависимости. Цветная версия доступна on-line.

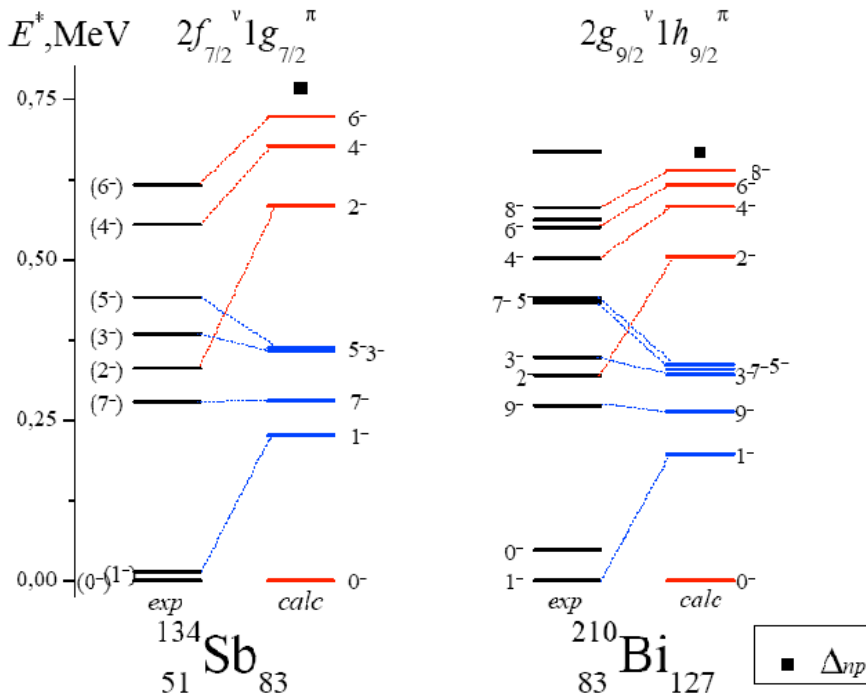


Рис. 4. Спектры ядер ^{134}Sb , ^{210}Bi . Слева – экспериментальные данные из [11, 12], справа – расчет мультиплетта основного состояния на основе Δ_{np} , красным цветом для четных J , синим – для нечетных J с учетом спиновой зависимости.

На рис. 4 приведены спектры GSM в ядрах ^{134}Sb , ^{210}Bi , где валентные протон и нейтрон находятся на подоболочках с разным l . Соотношение сдвигов энергии состояний (2) не зависит от l и может быть использовано для данных ядер, однако значения четности уровней мультиплетта, определяемые соотношением

$$P = (-1)^{l_1+l_2},$$

могут быть и отрицательны. Следует отметить, что в данном случае расчет состояний GSM на основе оценки величины сил спаривания (3) дает также завышенные значения энергий состояний с четными J .

Выводы

В работе рассмотрены мультиплеты основного состояния ядер с парой протон-нейтрон сверх заполненного остова. Расчеты состояний GSM в приближении δ -потенциала на основе Δ_{np} , полученной из данных по массам ядер, могут служить критерием для выбора способа оценки величины сил спаривания между протоном и нейтроном в ядре.

δ -потенциал является наиболее простым видом остаточного взаимодействия и не претендует на полное согласие с экспериментом, однако дает хорошее представление о поведении уровней и позволяет проследить некоторые закономерности спектров. В работе показано, что изучение соотношения между группами уровней GSM с четным и нечетным J может дать дополнительную информацию о зависимости ядерных сил от спина и изоспина.

1. P. Ring, P. Schuck // The Nuclear Many-Body Problem, 3rd ed., Springer, Berlin, 2004
2. I. Talmi // Simple Models of Complex Nuclei, Harwood Ac. Publ., Chur, 1993.
3. A. Heusler, P. von Brentano // Eur. Phys. J. A. 2008. **38**. P. 9.
4. Б.С. Ишханов, М.Е. Степанов, Т.Ю. Третьякова // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2014. Т. **69**. С. 1-20.
5. S. Frauendorf, A.O. Macchiavelli // Prog. In Part. And Nucl. Phys. 2014. **78** 24.

6. P. Van Isacker // Int. J. of Mod. Phys. E. 2013. 1330028.
7. K. Kaneko, M. Hasegawa // Phys. Rev. C. 2004. **69**. 061302.
8. A. de-Shalit // Phys. Rev. 1953. Vol. **91**. No. 6.
9. P. Vogel, B. Jonson, P.G. Hansen // Phys. Lett. 1984. **139B**. 227.
10. K. Kaneko, J-Y Zhang, Y. Sun // Phys. Lett. 2009. **671B**. 42.
11. База данных «Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ»,
<http://cdfc.sinp.msu.ru/>.
12. National Nuclear Data Center, Brookhaven, Evaluated Nuclear Structure Data File,
<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
13. G. Audi, et al.// Chin. Phys. 2012. C36(12). P. 1287; M. Wang, et al.// Chin. Phys. 2012 . C36(12). P. 1603

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ МОЛИБДЕНА

Б.С. Ишханов^{1,2}, А.А. Кузнецов², В.Н. Орлин², 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

При энергиях фотонов, превышающих энергии отделения нуклонов, в ядрах интенсивно возбуждаются коллективные колебания нуклонов различного типа. Доминирующим типом коллективных колебаний в области энергий фотонов от 10 до 35 МэВ является гигантский дипольный резонанс (ГДР).

При энергиях в районе 10-20МэВ и ниже доминируют распады ГДР с вылетом из ядра одного нейтрона или протона. Выше максимума ГДР существенную роль играют фотоядерные реакции с вылетом двух, трех и более нуклонов.

Целью настоящей работы является получение новой информации об основных фотоядерных реакциях на изотопах молибдена в широкой области энергий фотонов. Выполнены как экспериментальные, так и теоретические исследования. Экспериментальные данные получены методом наведенной γ -активности с использованием тормозного излучения электронного ускорителя. Теоретические расчеты выполнены в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) [1].

Экспериментальные результаты

Для анализа различных каналов фоторасщепления изотопов молибдена в работе применялся метод наведенной γ -активности, позволяющий однозначно выделять фотонуклонные реакции различного типа. Мишень облучалась тормозным γ -пучком и затем переносилась к γ -спектрометру. Преимуществом гамма-активационного метода является то, что по результатам одного эксперимента можно получить сведения о фотонуклонных реакциях на всех изотопах мишени и исследовать, как соотношение между числом нейтронов и протонов в ядре влияет на конкуренцию различных каналов его фоторасщепления.

Эксперимент был выполнен при энергиях электронного пучка 19.5, 29.1, и

67.7 МэВ разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 67.7 МэВ [2]. Выведенный электронный пучок падал на мишень из вольфрама толщиной 2.5 мм, в которой образовывалось тормозное γ -излучение. Для восстановления формы тормозного спектра γ -квантов использовалось компьютерное моделирование с помощью пакета программ GEANT4 [3].

Мишенью служил образец естественной смеси изотопов молибдена: ^{100}Mo – 9.82%; ^{98}Mo – 24.39%; ^{97}Mo – 9.60%; ^{96}Mo – 16.67%; ^{95}Mo – 15.84%; ^{94}Mo – 9.15%; ^{92}Mo – 14.53%. Облучение мишени пучком тормозных фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ длилось от 1 до 4.5 ч. После окончания облучения спектры наведенной активности в мишени измерялись детектором из сверхчистого германия в течение 6 сут. Идентификация максимумов в спектрах γ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [4].

Конечным результатом метода наведенной активности является определение выхода радиоактивных ядер, образовавшихся в облученной γ -квантами мишени вследствие соответствующих реакций. Связь между выходом $Y(E_m)$ и сечением $\sigma(E)$ фотоядерной реакции определяется следующим соотношением

$$Y(E_m) = n \int_{E_{\text{порог}}}^{E_m} \sigma(E) \cdot W(E, E_m) dE$$

где n – число исследуемых облученных ядер, $\sigma(E)$ – зависящее от энергии E сечение реакции, $E_{\text{порог}}$ – порог реакции, $W(E, E_m)$ – спектр фотонов тормозного излучения с верхней границей E_m , т. е. число фотонов с энергией E в единичном энергетическом интервале в спектре тормозных фотонов, генерируемых в единицу времени монохроматическими электронами с кинетической энергией $E_e = E_m$. Выходы фотоядерных реакций рассчитывались по формуле

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

где S – площадь фотопика за время измерения, t_1 – время окончания 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 экспериментов приведены в табл. 1-3. Экспериментальные и теоретические выходы нормированы на выход реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$, который принимался равным 100.

Обсуждение результатов

Как видно из табл.1-3 для трех верхних границ тормозного γ -излучения – 67.7, 29.1 и 19.5 МэВ в результате эксперимента определены выходы фотоядерных каналов реакций на стабильных изотопах молибдена. Наиболее обширная экспериментальная информация получения для энергии 67.7 МэВ

(табл. 1). Были выделены все основные фотонейтронные каналы ядра ^{92}Mo : (γ, n) , (γ, pn) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, p2n) + (\gamma, 3n)$. Хотя для отдельных фотонейтронных каналов этого изотопа наблюдается заметное (в 2-4 раза) расхождение эксперимента и теории, суммарный экспериментальный фотонейтронный выход для ^{92}Mo (56.3 в выбранных единицах) близок к теоретически рассчитанному (72.1).

Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 67.7 МэВ

Таблица 1

Реакция	Конечное ядро, (спин и четность)	Период полураспада и тип распада конечного ядра	Порог реакции МэВ	Экспериментальный выход реакции (ошибка эксперимента)	Теория	
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	67 ч (β^-)	8.29	100(6)	100	
$^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{98\text{m}}\text{Nb}(5^+)$	51 мин (β^-)	18.10	0.309(0.028)		
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72 мин (β^-)	9.79	6.62(0.05)	7.8	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	2.4 часа (β^-)	9.23 17.87	11.04(0.82)	10.1	7.7 2.4
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35 сут (β^-)	9.30 16.72	14.14(0.43)	15.0	10.0 (γ, p) 5.0 (γ, pn)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{95\text{m}}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6 сут(IT+)(β^-)	9.53 16.95			
$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$ $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$ $^{92\text{m}}\text{Nb}(2^+)$	$3.5 \cdot 10^7$ лет (ϵ) 10.2 сут (ϵ)	17.32 17.45	2.56(0.02)	3.0	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.5 сут (ϵ)	12.68	33.5(4.2)	65	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.6 ч (ϵ)	22.78	5.08(0.40)	2.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{90}\text{Nb}(8^+)$	14.6 ч (ϵ)	19.51	14.0(4.5)	3.5	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) \rightarrow ^{89}\text{Mo} \rightarrow ^{89}\text{Nb}$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$	2.0 ч (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	

Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 29.1 МэВ Таблица 2

Реакция	Конечное ядро, (спин и четность)	Период полураспада и тип распада конечного ядра	Порог реакции МэВ	Экспериментальный выход реакции (ошибка эксперимента)	Теория	
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	67 ч (β^-)	8.29	100(6)	100	
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72 мин (β^-)	9.79	2.8(0.1)	4.9	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	2.4 ч (β^-)	9.23	4.0(0.3)	5.9	
$^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$			17.87		5.2	
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35 сут (β^-)	9.30	4.2(0.1)	9.1	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$			16.72			6.8
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6 сут (IT + β^-)	9.53			2.3
$^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$			16.95			2.3
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.5 сут (ϵ)	12.68	49(4)	65	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.6 ч (ϵ)	22.78	0.52(0.03)	0.43	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{90}\text{Nb}(8^+)$	14.6 ч (ϵ)	19.51	0.76(0.35)	0.63	

Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 19.5 МэВ Таблица 3

Реакция	Конечное ядро, (спин и четность)	Период полураспада и тип распада конечного ядра	Порог реакции МэВ	Экспериментальный выход реакции (ошибка эксперимента)	Теория
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	67 ч (β^-)	8.29	100(5)	100
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72 мин (β^-)	9.79	0.33(0.05)	0.60
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	2.4 ч (β^-)	9.23	0.65(0.06)	1.1
			17.87		
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35 сут (β^-)	9.30	0.69(0.03)	1.1
			16.72		
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6 сут (IT + β^-)	9.53		
			16.95		

На рис. 1 представлены выходы фотоядерных реакций для изотопов молибдена в диапазоне массовых чисел $A=89-103$, рассчитанные в рамках КМФР с тормозными излучениями с верхними границами 67.7, 29.1 и 19.5 МВ. Приведены выходы наиболее вероятных фотонуклонных реакций – (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) и суммарные выходы всех фотонуклонных реакций на каждом изотопе $(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, p) + \dots$. Теоретические выходы, как и экспериментальные, нормировались к величине 100 для реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$.

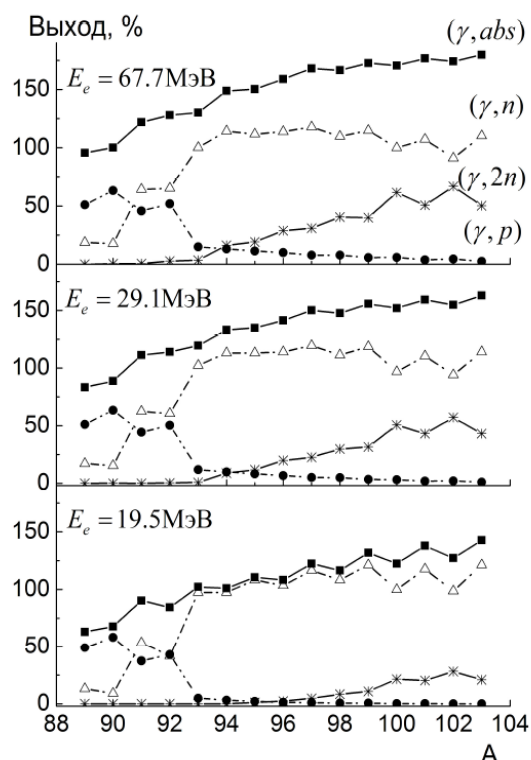


Рис. 1. Относительные выходы основных фотонуклонных реакций и суммарные выходы всех реакций (γ, abs) для изотопов молибдена в диапазоне массовых чисел 89-103, рассчитанные в рамках КМФР [1] с тормозными спектрами фотонов с верхней границей 67.7, 29.1 и 19.5 МэВ. Выход реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ принят равным 100.

Доминирующей реакцией на изотопах молибдена с $A \geq 93$ является реакция (γ, n) . Выход реакции $(\gamma, 2n)$ в случае тормозных спектров с 29.1 и 67.7 МэВ растет с ростом массового числа от 1-3.5 для ^{93}Mo до 40-50 для ^{103}Mo . Для $E_m=19.7$ МэВ этот рост достигает значений ≈ 20 , так как значительная часть $(\gamma, 2n)$ -сечения располагается выше верхней границы тормозного спектра. Столь разные поведения выходов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ в области $A = 93-103$ обусловлены порогами этих реакций. Пороги реакции (γ, n) увеличиваются от 5.4 до 8.1 МэВ для нечетных изотопов и от 8.1 до 9.7 МэВ для четных изотопов с ростом A . В то же время пороги реакции $(\gamma, 2n)$ с увеличением A сильно уменьшаются – от 22.8 МэВ для ^{93}Mo до 13.5 МэВ для ^{103}Mo , что приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов, образующихся в этой реакции.

В выходах фотонейтронных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, abs) в тяжелых изотопах молибдена отчетливо проявляются четно-нечетные эффекты нейтронов, что связано с поведением доминирующей реакции (γ, n) . Спаривания нейтронов увеличивает энергию отделения нейтронов в изотопах с четным числом нейтронов на $\approx 1.5-3$ МэВ по сравнению с изотопами с нечетным числом нейтронов. Это приводит к снижению выхода реакции (γ, n) у четных по нейтронам изотопов по сравнению с соседними нечетными нейтронов изотопами. Аналогичным образом это проявляется и в выходе суммарной фотонуклонной реакции (γ, abs) . Увеличение выхода реакции (γ, n) у

нечетных по нейтронам изотопов молибдена приводит к увеличению проницаемости потенциального барьера для протонов при переходе от тяжелых изотопов молибдена к более легким.

Что касается реакции (γ, p) , то ее выход по сравнению с суммарным фотонейтронным выходом для изотопов с $A = 93-103$ невелик. Это коррелирует с соответствующим систематическим уменьшением фотопротонного порога от 11.8 МэВ (^{103}Mo) до 7.6 МэВ (^{93}Mo), что приводит к увеличению проницаемости потенциального барьера для протонов при переходе от тяжелых изотопов молибдена к более легким.

При уменьшении массового числа до $A = 92$ наблюдается резкое возрастание протонного выхода, доля которого в полном выходе согласно расчетам достигает 40-50%. При дальнейшем уменьшении массового числа A до 89-90 доля протонного выхода в полном выходе фотоядерных реакций превышает 50%. Резкий рост протонного выхода при $A = 92$ и меньших массовых числах сопровождается соответствующим падением выхода реакции (γ, n) , которая при достижении $A = 89-90$ перестает быть доминирующей, уступая реакции (γ, p) .

Предсказанный теоретическими расчетами эффект увеличения выхода реакции (γ, p) в полный выход при $A = 92$ и соответствующее падение выхода реакции (γ, n) подтверждается и данными выполненного нами эксперимента. Действительно, согласно данным табл. 1 суммарный наблюдаемый выход реакции с нейтронами в конечном состоянии для ^{92}Mo составляет 50-57, т.е. 40-50% от полного выхода (120-130), предсказанного теорией. Разница между полным выходом и наблюдаемым должна быть приписана, прежде всего, реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91}\text{Nb}$, которая не могла наблюдаться в нашем эксперименте из-за слишком большого периода полураспада конечного ядра $^{91}\text{Nb} \xrightarrow{\beta^-} ^{91}\text{Zr}$, равного 680 лет. О возросшей роли реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ свидетельствует и сравнительно низкая величина (49 и 34 соответственно для 29.1 и 67.7 МэВ) наблюдаемого нами выхода конкурирующей реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$.

Главная причина резкого роста фотопротонного выхода в легких изотопах молибдена, начиная с ^{92}Mo , обусловлена оболочечной структурой легких изотопов молибдена. Эти изотопы, являясь протоноизбыточными, находятся на границе полосы β -стабильности. В легких изотопах молибдена происходит преимущественное заполнение нейтронной оболочки $1f2p1g_{9/2}$. В изотопах молибдена с числом нуклонов 93-103 внешние нейтроны начинают заполнять одночастичные уровни следующей оболочки $1g_{7/2}2d_{3/2}1h_{11/2}$, отделенной от оболочки $1f2p1g_{9/2}$ энергетической щелью 3-4 МэВ. Это приводит к тому, что энергия отделения нейтрона от легких изотопов молибдена (для ^{92}Mo она 12.67 МэВ) на 3-6 МэВ больше, чем у остальных стабильных изотопов молибдена. Таким образом, в изотопе ^{92}Mo и более легких изотопах молибдена, в отличие от других изотопов молибдена, протонная поверхность Ферми располагается примерно на 5 МэВ ниже нейтронной поверхности Ферми. Поэтому средние энергии вылетающих нейтронов в ^{92}Mo и более легких изотопах значительно ниже средних энергий протонов. При этом нейтронные проницаемости и

выходы нейтронов существенно уменьшаются. А относительный выход протонов в легких изотопах молибдена, начиная с ^{92}Mo , возрастает.

Заключение

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование фоторасщепления изотопов молибдена в области энергий возбуждения вплоть до 67.7 МэВ. Эксперимент выполнен гамма-активационной методикой на пучке тормозного излучения с тремя верхним границами 19.5, 29.1 и 67.7 МэВ. Получены выходы фотонуклонных реакций для стабильных изотопов молибдена с вылетом из возбужденных ядер до трех нуклонов. Теоретическую часть исследований составили расчеты нуклонных каналов фоторасщепления стабильных и нестабильных изотопов молибдена в рамках КМФР. В целом данные теоретических расчетов удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Для ^{92}Mo и более легких изотопов наблюдается резкое увеличение выхода фотопротонов и соответственно снижение выхода фотонейтронов. Этот эффект интерпретируется на основе оболочечной структуры изотопов молибдена.

1. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЯФ 74, 21 (2011) [Phys. Atom. Nucl. 74, 19 (2011)].
2. V. I. Shvedunov, A. N. Ermakov, I. V. Gribov, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A 550, 39 (2005).
3. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A 506, 250 (2003).
4. С. С. Бельшев, К. А. Стопани, Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, №1, 84 (2013) [Moscow Univ. Phys. Bull. 68, 88(20

ИЗМЕРЕНИЕ АТОМНОГО НОМЕРА ВЕЩЕСТВА ОБЪЕКТОВ ПО ОСЛАБЛЕНИЮ ПУЧКОВ ФОТОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ ДО 10 МЭВ

А.С. Курилик

*Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова;
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
МГУ имени М.В. Ломоносова
ask-gnp@yandex.ru*

Введение

Часто существует необходимость получить информацию о внутренней структуре некоторого объекта. Например, обнаружить скрытые дефекты в продукции промышленного производства, проверить соответствие декларации и реального содержимого груза. В последние годы особую актуальность приобрела проблема обеспечения безопасности и предотвращения терроризма в морских и речных портах, аэропортах, железнодорожных вокзалах.

В США основной целью применения досмотровых комплексов является обнаружение оружия массового поражения и его составляющих, радиоактивных и взрывчатых веществ, оружия и наркотиков. Считается, что наибольшую опасность представляет ядерное оружие массового поражения (WMD — nuclear weapons of mass destruction) на основе высокообогащённого урана (HEU) и оружейного плутония (WGpu) [1,2], а также устройства распыляющие радиоактивные вещества (RDD — radiological dispersal device). Считается желательным обнаружение 100 см^3 , что соответствует кубу со стороной 4.6 см, вещества с большим Z . Веществом с большим Z (High-Z material) считается вещество с атомным номером $Z > 72$. В России основные усилия сконцентрированы на обнаружении оружия $Z \sim 26$ и взрывчатых веществ $Z \sim 5$.

Просвечивание интересующего объёма пучками фотонов и регистрация прошедшего через этот объём излучения позволяет получать изображения с хорошим пространственным разрешением. В качестве источника фотонов используются рентгеновские трубки, радиоактивные источники и ускорители электронов с тормозной мишенью.

Крупногабаритные объекты обладают большой поглощающей способностью, что делает невозможным применение рентгеновских трубок и радиоактивных источников из-за небольших энергий и малых интенсивностей излучения.

Для того, чтобы исследовать массивные объекты, используют ускорители электронов с тормозной мишенью, которые позволяют получать интенсивные потоки тормозных фотонов больших энергий. Существуют системы, просвечивающие досматриваемый объём и дающие в качестве результата двумерное изображение прозрачности $K(x, y)$.

В работе [3] был предложен метод распознавания веществ, основанный на анализе ослабления высокоэнергетичного тормозного излучения с двумя граничными энергиями, позволяющий различать вещества по эффективному атомному номеру и получать двумерные изображения $Z(x, y)$ и $nD(x, y)$. Реализован полностью функционирующий досмотровый комплекс [4]. Проекты аналогичных систем описаны рядом авторов в работах [5-8]. Типичные значения граничных энергий, в предлагаемых проектах, составляют 6-9 и 3-6 для большей и меньшей энергий соответственно. Метод трёх энергий, упомянутый в работе [9] и описанный в работе [10], является следующим шагом в интроскопии, позволяющим улучшить точность распознавания атомного номера неизвестных объектов с большим атомным номером. Также, в [11] описан проект системы с четырьмя ускорителями разных энергий, а в [12] — на основе одного ускорителя с переключением четырёх энергий.

Взаимодействие фотонов с веществом

Как известно [13], фотоны с энергией до 10 МэВ взаимодействуют с атомными ядрами и атомами вещества посредством трёх основных физических процессов: фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и образования пар. Кроме того, с меньшей вероятностью могут происходить

релеевское рассеяние и фотоядерные взаимодействия. Полная вероятность взаимодействия фотона с атомом вещества является суммой вероятностей отдельных процессов.

При прохождении через вещество фотоны могут либо поглощаться (фотоэффект, рождение пар), либо рассеиваться (релеевское и комптоновское рассеяние). В результате этих процессов фотоны выбывают из пучка. Количество остающихся в пучке фотонов уменьшается [14]. Прозрачность поглотителя K определяется как доля фотонов монохроматического излучения оставшихся в первичном пучке после прохождения поглотителя. При использовании тормозного излучения от импульсного ускорителя, прозрачность K объекта, при энергии ускорителя T , определяется как отношение зарегистрированной дозы прошедшего через объект излучения $S(T, Z, nD)$ к дозе измеренной без объекта $S(T, Z, 0)$.

Два объекта из разных веществ могут иметь одинаковую прозрачность и, соответственно, различить эти объекты и, тем более, определить атомный номер веществ, из которых они состоят, не представляется возможным.

В случае использования тормозных пучков с двумя разными верхними границами энергий появляется возможность разделять вещества по эффективному атомному номеру Z . Оценить значения двух неизвестных величин Z и nD можно, сопоставляя значения двух прозрачностей K_1 и K_2 , измеренных при двух различающихся энергиях фотонов E_1 и E_2 .

При разработке или оптимизации интроскопических систем, в первую очередь, необходимо выбрать оптимальное количество и оптимальные значения энергий монохроматических пучков фотонов или граничных энергий пучков тормозного излучения. Если проанализировать зависимости вероятностей процессов взаимодействия фотонов с веществом от энергии фотона E и атомного номера Z вещества, вклады сечений отдельных процессов в полные сечения, зависимости самих полных сечений, а также выявить отличия сечений — можно сделать следующие выводы:

- Рассматриваемую область энергий 0.5 – 10 МэВ можно условно разбить на несколько диапазонов, в которых характерное поведение зависимостей полных сечений для разных Z заметно отличается.
- В области энергий от 0.5 до ~1.5 МэВ полные сечения для всех Z убывают. Причём, чем больше Z — тем быстрее убывает сечение, по причине возрастания вклада фотоэффекта при увеличении Z . Сечения для малых Z ведут себя одинаково т.к. вклад фотоэффекта и рождения пар очень мал и полные сечения представляют собой сечение эффекта Комптона с масштабным коэффициентом $\sim Z$.
- В области энергий от ~1 до ~3.7 МэВ основным процессом для всех Z является эффект Комптона. Наблюдается уменьшение влияния эффекта Комптона и возрастание влияния рождения пар. Убывание влияния эффекта Комптона сказывается, в основном, на сечениях для больших Z . Это приводит к уменьшению отличий поведений зависимостей полных сечений друг от друга для больших Z . Увеличение влияния рождения пар сказывается на сечениях для всех Z . Это приводит к тому, что энергетические зависимости сечений для малых Z начинают отличаться друг от друга.

- В области энергий > 3.7 МэВ для больших Z основным процессом является рождение пар. Это имеет два следствия. Первое — сечения для больших Z возрастают в этой области энергий. Второе — характерное поведение полных сечений для больших Z является почти одинаковым. Влияние рождения пар на сечения для малых Z приводит к тому, что энергетические зависимости сечений убывают при увеличении E по разному.

На основе подобных выводов можно выработать некоторые рекомендации:

- Для того, чтобы отличать друг от друга различные вещества необходимо как минимум две разных энергии фотонов.
- Для того, чтобы отличать друг от друга вещества с малым Z необходимо, чтобы одна из энергий была больше, чем ~ 2 МэВ. Для того, чтобы отличать друг от друга вещества с большим Z необходимо, чтобы одна из энергий была меньше, чем ~ 1.5 МэВ. Причём, наибольшее отличие наблюдается при энергии 0.5 МэВ. При энергии ~ 1.5 МэВ характерное поведение полных сечений для всех Z оказывается практически одинаковым. Локальный минимум в сечениях для малых Z расположен при энергии 10 МэВ, а для больших Z при энергии ~ 3.7 МэВ.
- Наиболее оптимальными значениями энергий фотонов можно считать 0.5 , 1.5 , 3.7 и 10 МэВ. Использование большего числа энергий нецелесообразно, т.к., при наличии ограничивающих факторов (суммарной средней мощности ускорителя, предельной активности источников, времени просвечивания, предельной мощности дозы и т.п.) затраты на промежуточные области энергии, уменьшат число фотонов в областях энергий, соответствующих наиболее характерным изменениям сечений.

Оптимизация числа и значений энергии

Далее рассмотрено влияние значений энергий на точность измерения Z . Выполнена оптимизация значений энергий для случая двух и трёх энергий.

В качестве тестового объекта выбран куб со стороной 10 см из урана. Ослабление тормозного спектра с верхней границей 9 МэВ при прохождении слоя урана толщиной 10 см составляет $\sim 10^4$. Тормозные спектры смоделированы для вольфрамовой мишени толщиной 1.5 мм. Направление регистрации тормозных фотонов 0° - 1° . Средняя суммарная мощность пучка электронов выбрана равной 5 кВт, что эквивалентно среднему току 500 мкА электронов с кинетической энергией 10 МэВ. Количество первичных электронов обратно пропорционально их энергии. Частота переключения энергий ускорителя - 200 и 300 Гц соответственно. Расстояние от тормозной мишени до линейки детекторов - 11 м (рис. 1). Детектор — линейка $PbWO_4$ размером $5 \times 4 \times 50$ мм³ установленных с шагом 5 мм. Число статистических испытаний 10000 . Измеренные в каждом пикселе значения прозрачностей усредняются по площади боковой грани куба, что уменьшает статистический разброс измеренных прозрачностей в 20 раз, т.к. площадь боковой грани куба в 400 раз больше площади одного пиксела.

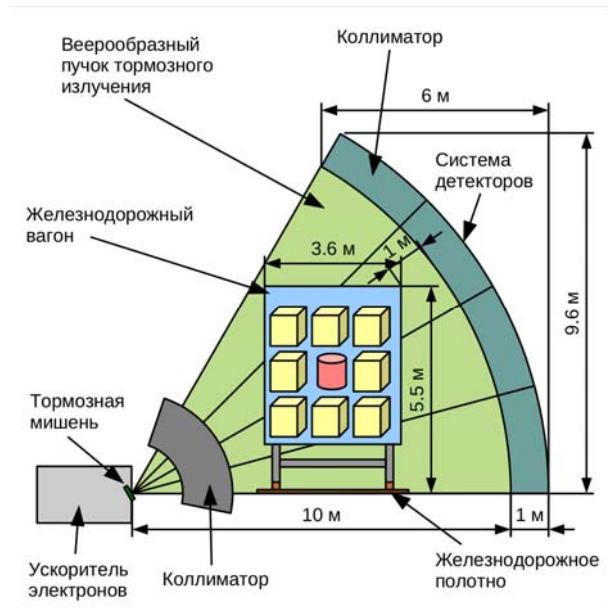


Рис. 1. Схема установки для интроскопии крупногабаритных объектов, используемая для моделирования.

На рис. 2 приведены распределения вероятностей измеренных значений Z уранового куба со стороной 10 см при некоторых энергиях тормозных пучков.

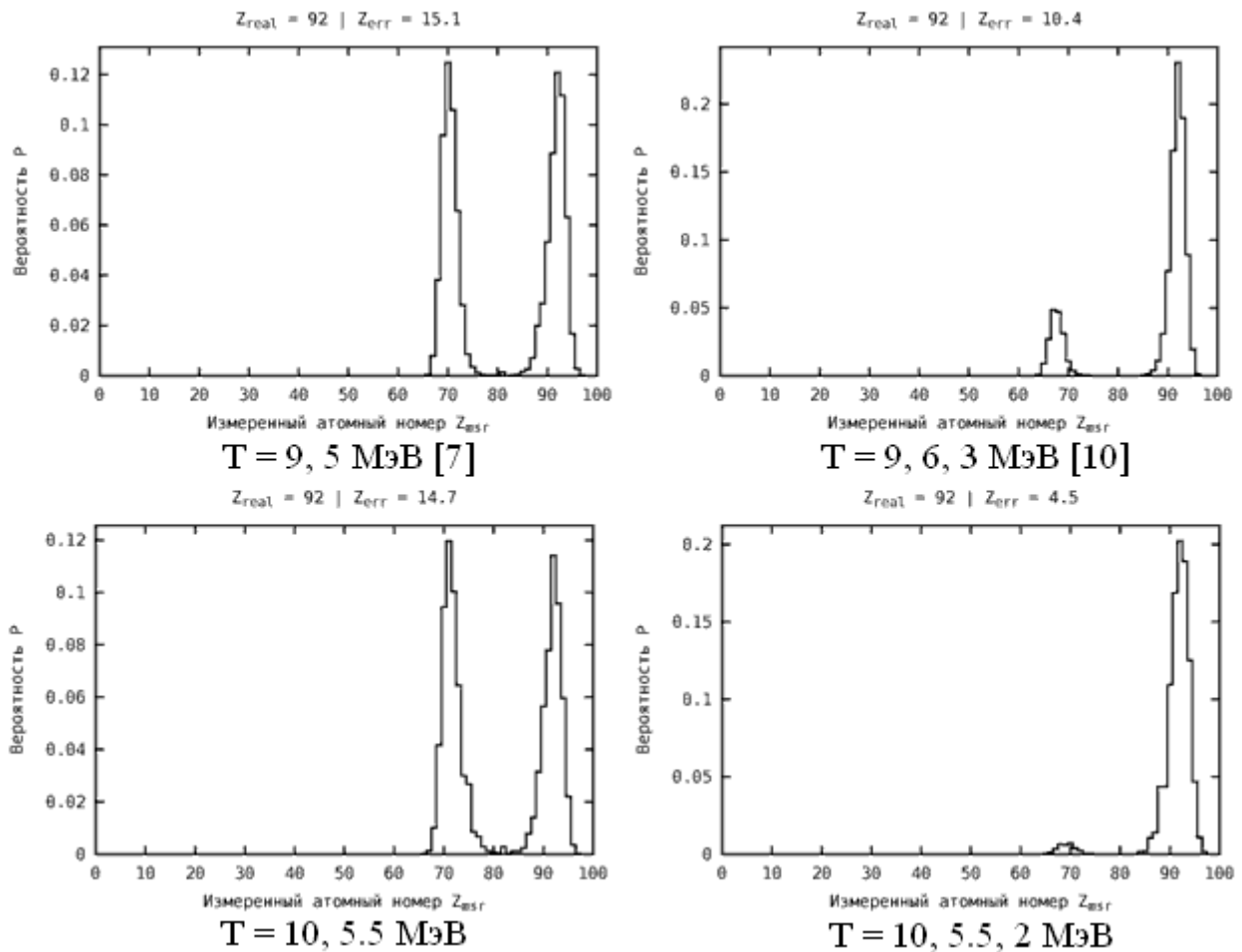


Рис. 2. Сравнение распределений вероятностей измеренных значений Z десятисантиметрового уранового куба при некоторых энергиях тормозных пучков. Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации.

Видно, что оптимизация не привела к заметному улучшению точности метода двух энергий. Это связано с тем, что линии конкурирующих групп веществ лежат в одной плоскости. Оптимизация метода трёх энергий привела к заметному улучшению. Это связано с тем, что линии конкурирующих групп веществ находятся на максимально возможном расстоянии друг от друга в трёхмерном пространстве прозрачностей при оптимизированных значениях энергий.

Сравнение методов при разных прозрачностях разных веществ

Далее проведено сравнение точностей измерения атомного номера Z методов, использующих две и три энергии в широком диапазоне толщин поглотителей и мощностей ускорителя. Изменение мощности на два порядка соответствует изменению величины статистического разброса измеряемых прозрачностей на один порядок. Оценка точности измерения Z проводилась независимо для каждого пикселя без какой либо специальной обработки изображений прозрачностей. Максимальное суммарное количество фотонов наблюдается при энергиях ускорителя 10 и 5.5 МэВ. При этих энергиях и средней суммарной мощности ускорителя 100 Вт на один пиксель детектора за одно измерение приходится $1.5 \cdot 10^5$ тормозных фотонов. Мощностям 10 кВт и 1 МВт соответствует $1.5 \cdot 10^7$ и $1.5 \cdot 10^9$ фотонов. Вместо увеличения мощности ускорителя можно, в соответствующее количество раз, увеличивать время, затрачиваемое на просвечивание.

Вещества для тестовых объектов выбраны следующие: графит ($Z = 6$), алюминий ($Z = 13$), железо ($Z = 26$), кадмий ($Z = 48$), вольфрам ($Z = 74$), свинец ($Z = 82$) и уран ($Z = 92$). Форма объектов выбрана в виде клина переменной толщины. Толщина каждого клина равномерно меняется от нуля до некоторого максимального значения. Толщина поглотителя равная нулю соответствует прозрачности равной единице. Максимальная толщина выбрана соответствующей прозрачности 10^{-4} для тормозного излучения с энергией 9 МэВ.

На рис. 3 приведены изображения результата измерения Z в каждом пикселе для рассматриваемых методов при средней суммарной мощности пучка 10 кВт. При очень маленькой средней суммарной мощности ускорителя, оба метода дают неприемлемый результат из-за невозможности просвечивать объекты. В случае небольшой мощности ускорителя, метод трёх энергий оказывается как минимум не хуже, а в области небольших толщин заметно лучше чем метод двух энергий. При увеличении количества фотонов, приходящихся на элемент изображения за одно измерение, за счёт увеличения мощности ускорителя или увеличения времени просвечивания, у метода двух энергий неоднозначность измерения Z сохраняется, а у метода трёх энергий постепенно исчезает область, в которой причиной неоднозначности является исключительно статистический характер рассматриваемых процессов.

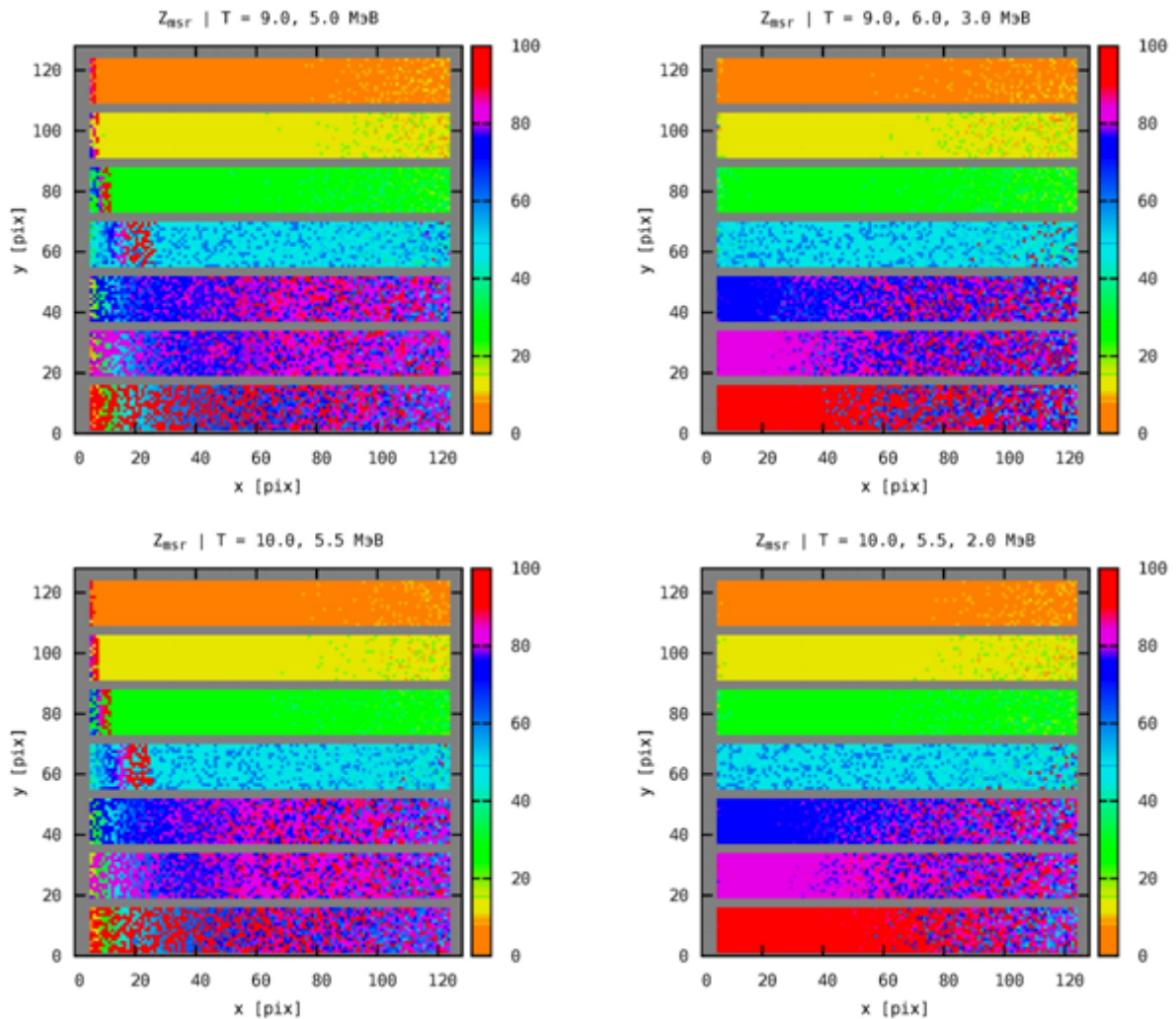


Рис. 3. Изображения результата измерения Z в каждом пикселе. Средняя суммарная мощность ускорителя 10 кВт, что соответствует максимальному суммарному количеству фотонов на пиксел $1.5 \cdot 10^7$ у метода 10 и 5.5 МэВ. Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации. Средняя мощность пучка 10 кВт соответствует среднему току 1 мА при энергии 10 МэВ. Видно, что при данной мощности ускорителя метод трёх энергий имеет существенное преимущество. Неоднозначность в области больших толщин веществ с большим Z носит статистический характер.

Заключение

В дальнейших исследованиях важно выявить основные возможные факторы, влияющие на измерения Z неизвестных объектов, провести анализ их влияния на однозначность и точность результатов, оценить возможность учёта и коррекции их влияния. Важным фактором, оставшимся вне рамок рассмотрения, является рассеянное излучение, которое может вносить искажения в результаты измерений. Также следует отметить необходимость учёта влияния флуктуаций параметров ускорителя и детектирующей системы. Необходимо проводить дальнейшие исследования с целью уточнения влияния различных факторов и выработки способов коррекции, а также улучшения

ВОЗМОЖНОСТЕЙ И ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИНТРОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ.

1. Bjorkholm P. Detection of weapons of mass destruction // Port Technology International. – PT19-5/1.
2. Medalia J. – Detection of Nuclear Weapons and Materials: Science, Technologies, Observations. – Congressional Research Service, 2010.
3. Ogorodnikov S., Petrunin V. Processing of interlaced images in 4-10 mev dual energy customs system for material recognition // Physical review special topics - accelerators and beams. – 2002. – Vol. 5.
4. ООО "Скантроник Системс". Реализованные проекты. — 2013. — URL: <http://scantronicsystems.com/projects>.
5. Bowser G., Husemann R. Technology advances help solve cargo inspection challenges // Port Technology International. – 1999. – no. 9. – P. 79–82.
6. Bjorkholm P. Wmd detection // Cargo Security International. – 06/07 2005.
7. Bjorkholm P. Dual energy detection of weapons of mass destruction // Port Technology International. – PT22-6/4.
8. Zhiqiang C., Xuewu W. Cargo x-ray imaging technology for material discrimination // Port Technology International. – PT30-41/2.
9. Novikov V., Ogorodnikov S., Petrunin V. Dual energy method of material recognition in high energy introscopy systems // Problems of atomic science and technology. – 1999. – no. 4. – P. 93–95.
10. Многопучковый метод сканирования объектов / Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, Д.С. Руденко и др. // Известия РАН. Серия физическая. - 2008. - Т. 72, № 6. - С. 908-911.
11. Комплексы для инспекции элементного состава грузов на основе линейных ускорителей электронов / А.А. Завадцев, Д.А. Завадцев, В.И. Каминский и др. — Москва : Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 2011. — 148 с.
12. Ishkhanov B., Shvedunov V., Pakhomov N., Varzar S. Multi-energy cargo inspection system based on an electron accelerator. – 2006. – US Patent App. 12/088,707; CN Patent 101,375,153; EP Patent App. EP20,060,851,714; WO Patent App. PCT/US2006/038,495.
13. Yao W. et al. Review of particle physics // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2006. – Vol. 33. – 1232 p.
14. Прайс В. Регистрация ядерного излучения: пер. с англ. — М. : Издательство иностранной литературы, 1960. — 464 с

ГЕО-НЕЙТРИНО И ИССЛЕДОВАНИЯ СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ

М.Б. Громов¹, А.С. Чепурнов²

¹Физический факультет

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова;

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

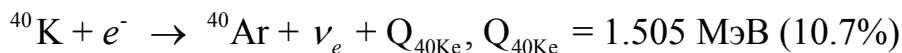
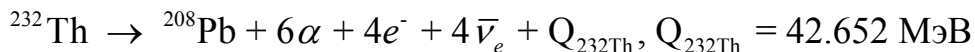
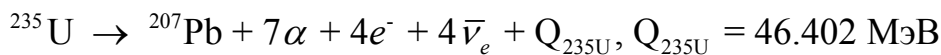
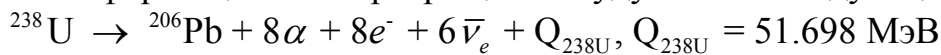
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

E-mail: gromov@physics.msu.ru

В геофизике существует проблема объяснения наблюдаемого теплового потока из недр Земли. Согласно работе [1] среднее удельное тепловыделение от Земли достаточно мало и составляет $q \approx (60 - 90) \text{ мВт/м}^2$, что намного меньше

теплового излучения от Солнца ($\approx 1.4 \text{ кВт/м}^2$), однако, значительно больше потока от космических лучей ($\approx 10^{-8} \text{ Вт/м}^2$). Но при попытке оценки полной тепловой мощности получаются внушительные цифры. По последним вычислениям [2], сделанным на базе геофизических данных, полный тепловой поток составляет $47 \pm 3 \text{ ТВт}$. В этом потоке выделяют две компоненты. Одна из них отождествляется с процессами, которые происходили во времена формирования нашей планеты и на раннем этапе её эволюции. Здесь стоит выделить в качестве нескольких потенциальных источников. Во-первых, гравитационную энергию, высвободившуюся в результате возникновения в гомогенной протопланете железно-никелевого ядра. Во-вторых, энергию от короткоживущего и уже полностью распавшегося ^{26}Al . И, в-третьих, энергию от распадов долгоживущих изотопов, входящих в современный состав Земли, в предшествующие эпохи, когда их было значительно больше. Другая компонента связывается с естественной радиоактивностью. Вклад каждой из компонент можно попытаться получить путём измерения потока гео-нейтрино (нейтрино и антинейтрино), которые возникают в результате распадов радионуклидов в недрах земного шара. Также на основе полученных данных можно сделать ряд выводов о структуре и компонентном составе Земли, этапах её эволюции и уточнить теорию происхождения Солнечной системы.

Радиогенный тепловой поток сформирован примерно на 99% процентов из энергии, выделяющейся при распадах ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{40}K и их продуктов [3]. В лаконичной форме цепочки превращений будут иметь следующий вид



Учитывая, что доля ^{235}U в естественной смеси мала, основной вклад в радиогенный нагрев вносят ^{232}Th , ^{238}U и ^{40}K . Около 1% дают, как указывается,

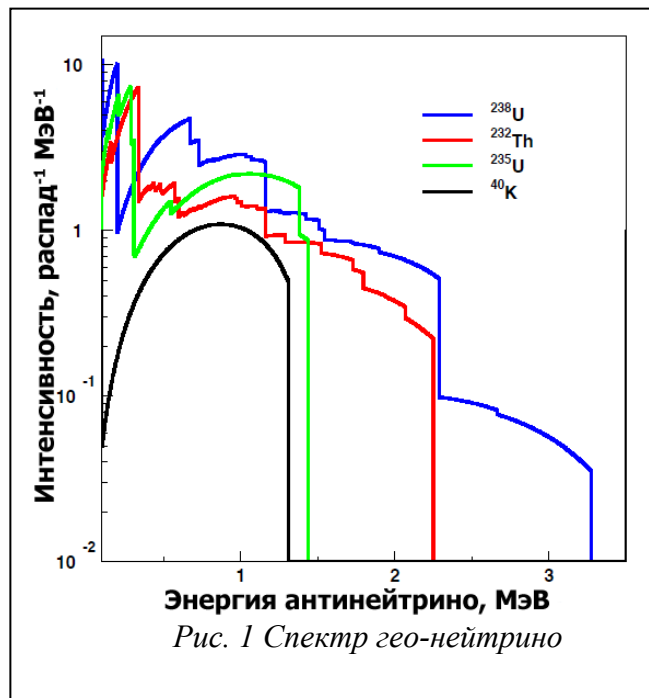


Рис. 1 Спектр гео-нейтрино

например, в статье [5], ^{87}Rb , ^{138}La , ^{176}Lu . Спектр гео-нейтрино есть сумма всех спектров антинейтрино, возникающих в соответствующих цепочках радиоактивных распадов. Результат вычислений представлен на рис. 1 [4].

Полный радиогенный тепловой поток через поверхность Земли (в единицу времени) получается путём вычитания из суммарной энергии радиоактивных распадов усреднённых по спектрам энергий нейтрино и антинейтрино. Основные вклады в такого рода потери возникают в ходе деления ^{238}U и ^{232}Th , составляя соответственно 8% и 6% от выделившейся энергии [1]. Для многих моделей важными параметрами являются относительные распространённости радиоактивных элементов. Часто используют следующие значения $\text{Th}/\text{U} \approx 3.9$, $\text{K}/\text{U} \approx 10^4$.

Обобщенная структура Земли известна из геофизических данных благодаря сейсмическим методам разведки, т.е. путём измерения скоростей распространения упругих волн в среде. В качестве общепринятой модели используется Предварительная Эталонная Модель Земли (PREM, Preliminary Reference Earth Model) [6]. Земля представляет из себя слоистую концентрическую структуру. Выделяется 5 принципиальных слоёв: кора, верхняя мантия, нижняя мантия, внешнее ядро и внутреннее ядро. При этом такие показатели, как плотность вещества, температура и давление, увеличиваются с глубиной.

Для исследования компонентного состава Земли применяют ряд методов. Кроме упомянутых методов сейсмической разведки стоит выделить непосредственный сбор образцов горных пород и мантии (в районах тектонической активности) и лабораторные исследования свойств различных химических соединений при нестандартных (в том числе и экстремальных) внешних условиях (давление от сотен кПа до сотен ГПа, температура до нескольких тысяч градусов Кельвина).

Обобщая современные данные, можно сделать следующий краткий обзор общих положений основных моделей Земли [5].

В центре располагается твёрдое внутреннее ядро с радиусом в 1220 км. Оно окружено жидким ядром с предположительно низкой вязкостью, в котором происходит турбулентная конвекция. В результате возникает магнитное поле Земли, достигающее во внутреннем ядре величины в 25 Гс. В научной литературе за таким объяснением возникновения у планеты магнитного поля закрепился термин геодинамо. Радиус внешнего ядра составляет около 3500 км. В компонентном составе доминируют железо и никель. Однако должна быть некоторая примесь легких элементов с $Z < 26$ для согласованности с предсказываемой плотностью. Наиболее вероятно вхождение в состав кислорода и серы. Некоторые лабораторные эксперименты при высоких давлениях показывают сильную зависимость появления сернистых соединений ^{40}K от температуры. Таким образом, возможно наличия калия в ядре, который в свою очередь может служить дополнительным источником тепла [7]. Однако согласия по этому вопросу в научном мире нет [8]. В статье [9] указывается, что в центре Земли возможно существует урановый гео-реактор с мощностью не

более 30 ТВт и радиусом ~ 4 км. Данная гипотеза может быть легко проверена, так как спектр реакторных антинейтрино оканчивается в районе 8-10 МэВ.

Внешнее ядро ограничено границей Гутенберга, выше которой идёт первый (из двух) слой нижней мантии, называемый D''-слоем. Его толщина ~ 200 км. Характеристики этого слоя остаются под вопросом. Общепринятая модель отсутствует.

Нижняя мантия (иногда называемая D'-слоем) простирается примерно на 2000 км. Сверху на глубине 660 км от поверхности её ограничивает Переходная зона (Transition Zone). Нижняя мантия составлена из твердых пород, среди которых доминируют Mg-перовскит ($(\text{Mg}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})\text{SiO}_3$), железистого периклаза $(\text{Mg,Fe})\text{O}$, Ca-перовскит CaSiO_3 .

Переходная Зона плохо изучена. Она расположена на глубине от 410 до 660 км. Состоит из пироба $\text{Mg}_3\text{Al}_2(\text{SiO}_4)_3$ и двух минералов из группы оливина $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_4$: вадслеита и рингвудита. Первый в ходе фазового перехода превращается во второй на глубине около 525 км.

Выше 410 км располагается верхняя мантия, которая простирается примерно до границы Мохоровичича. Данный слой представляет из себя гетерогенную структуру - частично твёрдую, частично жидкую. В состав входят оливин (55%), ортопироксены, клинопироксены, плагиоклаз, шпинель и гранаты.

Самым верхним слоем является твёрдая земная кора. Выделяют два основных её типа: молодую океаническую кору, сложенную из базальтов срединно-океанических хребтов (MORB, Mid-Ocean Ridge Basalts) и древнюю гетерогенную континентальную (материковую) кору.

В качестве опорных моделей для изучения компонентного состава Земли принято использовать Силикатные Модели Земли (BSE, Bulk Silicate Earth, CMZ). Они описывают компонентный состав Первичной мантии (Primitive Mantle), которая возникла после выделения железно-никелевого ядра, и из которой в последствии сформировалась современная мантия и кора. Современный компонентный состав оценивают путём учёта наблюдаемой распространённости элементов в земной коре, а также поправок, связанных с возможностью потери планетой части своей массы (элементов с низкой температурой конденсации) в ходе эволюции. Не углубляясь в описания конкретных CMZ, приведём их классификацию, данную в работе [10]. Модели делятся на геохимические, космохимические и геодинамические. В рамках большинства из них за опорный компонентный состав берётся состав хондритов. Последние представляют из себя ничто иное, как разновидность каменных метеоритов, особенностью которых является наличие хондр - сферических или эллиптических образований преимущественно силикатного состава. Если не рассматривать лёгкие газы (такие как водород и гелий), то состав хондритов близок к химическому составу Солнца. Поэтому считается, что хондриты образовались непосредственно из протопланетного облака.

Рассматривая всю совокупность моделей компонентного состава Земли, можно выделить три категории. Это модели предсказывающие малый ($Q = 10$ -

15 ТВт), средний ($Q = 17-22$ ТВт) и большой ($Q > 25$ ТВт) радиогенный тепловой поток. При этом указанные выше геохимические, космохимические и геодинамические классы моделей соответственно являются частными случаями приведённых трех категорий [10],[13],[17].

Последние данные сейсмической разведки показывают, что структура нижней мантии вблизи её границы с ядром оказывается более сложной. В относительно однородной среде выделяют крупные блоки разных размеров: большие, средние и малые.

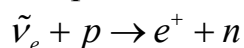
Больших таких областей (или зон, или провинций) всего две. Одна располагается под тихоокеанским бассейном, другая под Африкой и Атлантикой. Характерные размеры составляют ~ 5000 км в длину и около 1000 км в толщину (радиально) (например,[11],[12]). Английское название Large Low Shear Velocity Provinces (LLSVPs), что можно перевести, как Большая Область Низких Скоростей Вторичных (Поперечных) Волн.

Зоны средних размеров имеют в длину порядка 1000 км и в высоту ~ 400 км [14]. Стоит отметить такую зону под Гавайями [15] и под Королевством Тонга (острова в Тихом океане) [16].

Как было отмечено выше, есть и малые области. Их типичные размеры составляют ~ 100 км в длину и ~ 10 км в высоту от границы мантии и ядра. Английское название Ultra Low Velocity Zones (ULVZs). Вариант перевода - Области Сверхнизких Скоростей.

Гео-нейтрино является уникальным и очень полезным инструментом по изучению структуры и компонентного состава Земли. Любая неоднородность мантии может изменить наблюдаемый поток частиц [10],[13]. Для этого необходимо лишь создать сеть нейтринных детекторов в разных областях планеты. Изменения и вариации потока свидетельствует также смене компонентного состава в конкретных зонах или от точки к точке. Более того, комплексные измерения могут дать информацию о количестве радиоактивных изотопов в однородной части мантии [13], уточнить имеющиеся данные о составе земной коры.

Регистрация гео-нейтрино возможна несколькими методами. Наиболее простой и используемый в современных экспериментах - это метод детектирования частиц с помощью реакции обратного бета-распада

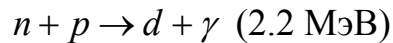


Процесс характеризуется чёткой сигнатурой, так как оба продукта порождают сигналы в детекторе, связанные между собой во времени и в пространстве. Первый сигнал называется мгновенным событием и представляет из себя аннигиляцию электрон-позитронной пары с рождением двух гамма-квантов за время в несколько наносекунд



Для второго сигнала используют термин "запаздывающее событие". Нейтрон замедляется в рабочем объёме детектора, пока не становится тепловым. Затем

происходит захват нейтрона преимущественно водородом с испусканием гамма-кванта

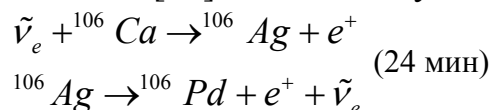


Предпочтительно добавлять в сцинтиллятор гадолиний, на котором сечение захвата нейтрона выше, чем на водороде. Это сокращает время диффузии и значительно увеличивает запаздывающий сигнал, упрощая процедуру выделения его из фона.

Так как масса продуктов больше массы реагентов, то реакция является эндотермической. Энергетический порог примерно равен 1.8 МэВ. Все гео-нейтрино с энергией ниже этого значения не будут детектироваться таким способом. В результате возможно регистрировать только антинейтрино от ^{238}U и ^{232}Th .

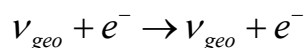
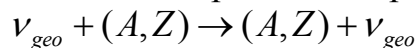
Учитывая величину сечения взаимодействия $\sim 10^{-43} \text{ см}^2$ поток антинейтрино с энергиями выше порога на уровне $\sim 10^5\text{-}10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, требуется мишень, в которой будет $\sim 10^{32}$ свободных (т.е. не связанных в ядре) протонов, для получения 10-100 событий в год в приближении отсутствия осцилляций. Если в качестве рабочего вещества использовать богатые водородом жидкости, такие как вода или нефтепродукты, то соответствующий детектор будет иметь массу $\sim 10^6 \text{ кг}$ и объём $\sim 10^3 \text{ м}^3$.

Для регистрации антинейтрино от цепочек распада ^{235}U и ^{40}K требуется использовать мишень, отличную от водородной. Это необходимо для понижения энергетического порога реакции, который всё же будет присутствовать в обязательном порядке. Самый низкий порог обеспечивает ^3He , но его невозможно наработать в достаточном количестве. Существует предложение использовать ^{106}Ca [18]. Соответствующая реакция



имеет чёткую сигнатуру из двух позитронных событий.

Формально возможно использовать реакции квазиупругого и упругого рассеяния гео-нейтрино на атомных ядрах и электронах соответственно



Явным преимуществом метода является отсутствие энергетического порога. К серьезным недостаткам относится малое сечение (меньше сечения обратного бета-распада примерно на порядок), отсутствие чёткой сигнатуры сигнала и наличие значительного неустраняемого фона от солнечных нейтрино. Из-за этих проблем данный метод пока не получил дальнейшего развития. Сечения процессов рассеяния и спектры антинейтрино показаны на рис. 2 и 3. Взяты из работы [4].

Регистрируемый в детекторе поток антинейтрино уменьшается в следствии осцилляций. При этом для расчётов используется приближение для вакуума, так как в диссертации [19] было показано, что наличие среды увеличивает вероятность антинейтрино сохранить свой флейвор всего лишь на 2%, а спектр искажается меньше чем на процент. Для соотношения разности квадратов масс обычно полагают $\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{21}^2$. Дальнейшее упрощение вычислений базируется на малости пространственной длины когерентности по сравнению с радиусом Земли [5]

$$L \sim \pi c \hbar \frac{4E}{\Delta m_{21}^2}, E \sim 3 \text{ МэВ} \Rightarrow L \sim 100 \text{ км} \ll R_{\text{Земля}} \approx 6371 \text{ км}$$

В итоге остаётся простая формула

$$\langle P_{ee} \rangle \approx \cos^4 \theta_{13} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12}\right) + \sin^4 \theta_{13}$$

Беря значения углов смешивания и разности квадратов масс, указанные в работе [20], а также принимая во внимание наличие небольшой поправки от наличия среды, для вероятности выживания электронного антинейтрино получаем $\langle P_{ee} \rangle \sim 0.55$.

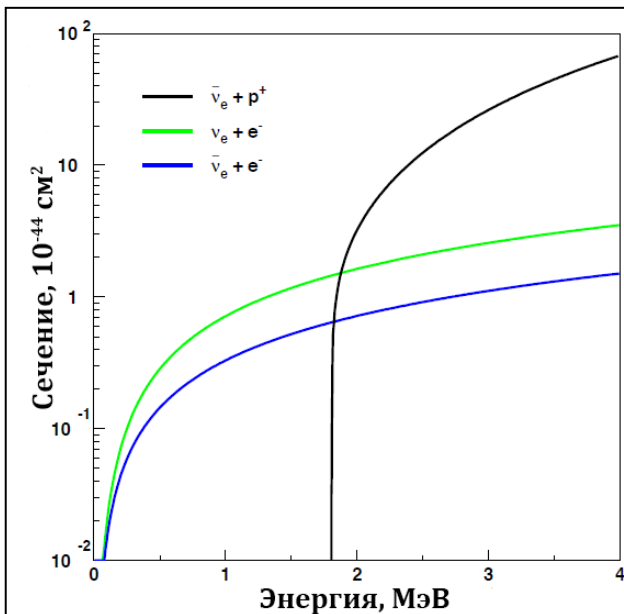


Рис. 2 Полное сечение рассеяния электронного антинейтрино на электронах и протонах. Сечение рассеяния электронного нейтрино на электронах дано в качестве опорного.

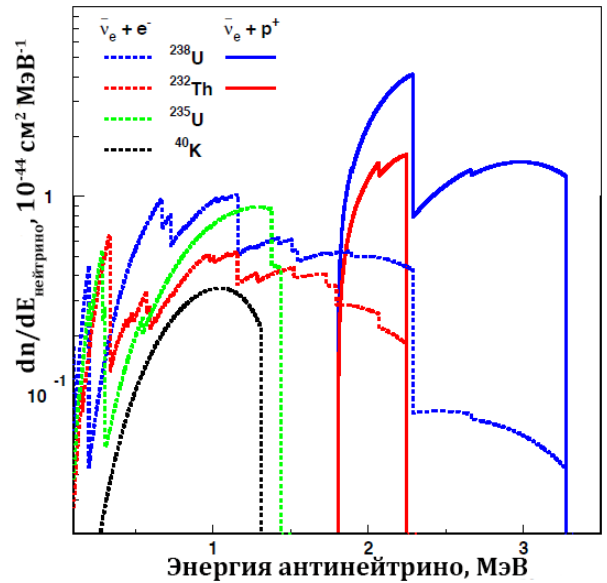
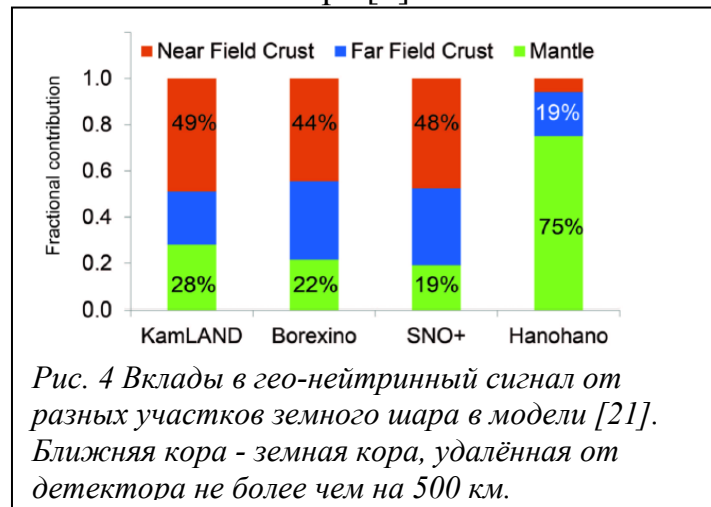


Рис. 3 Энергетический спектр антинейтрино, нормированный на один акт деления для ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K .

В настоящее время в мире существуют две экспериментальные установки, детектирующие гео-нейтрино: KamLAND (расположен в Японии) и Borexino (Италия). Результаты, полученные на этих детекторах пока не позволяют сделать серьезных выводов о правильности той или иной модели. Они лишь исключают некоторые крайние варианты.

Данные имеют значительные ошибки. Значение статистических ошибок велико, так как пока ещё зарегистрировано слишком мало событий. Необходима большая экспозиция. Серьезная систематическая ошибка присутствует только у KamLAND. Она неустранима и возникает из-за значительного фона от реакторов и плохой радиохимической частоты детектора. На Borexino систематическая ошибка мала, что позволяет надеяться на получение в будущем результата с неопределённостью не более 10%. Также через несколько лет должен заработать эксперимент SNO+. Серьезным недостатком всех установок является их расположение на континенте, а следовательно, наличия значительного потока гео-нейтрино из земной коры. Как проиллюстрировано на изображении из статьи [13] на рис. 4, наиболее важные данные могут быть получены в случае реализации проекта Hanohano.

Основные результаты экспериментов Borexino и KamLAND приведены в таблицах ниже. Данные взяты из обзора [5].



	Borexino	KamLAND
Depth	3600 m.w.e ($\phi_{\mu}=1.2 \text{ m}^{-2}\text{h}^{-1}$)	2700 m.w.e ($\phi_{\mu}=5.4 \text{ m}^{-2}\text{h}^{-1}$)
Scintillator mass	278 ton (PC+1.5g/l PPO)	1 kt (80% dodec.+20% PC+1.4g/l PPO)
Inner Detector	13 m sphere, 2212 8" PMT's	18 m sphere, 1325 17"+554 20" PMT's
Outer detector	2.4 kt HP water + 208 8" PMT's	3.2 kt HP water + 225 20" PMT's
Energy resolution	5% at 1 MeV	6.4% at 1 MeV
Vertex resolution	11 cm at 1 MeV	12 cm at 1 MeV
Reactors mean distance	~1170 km	~180 km

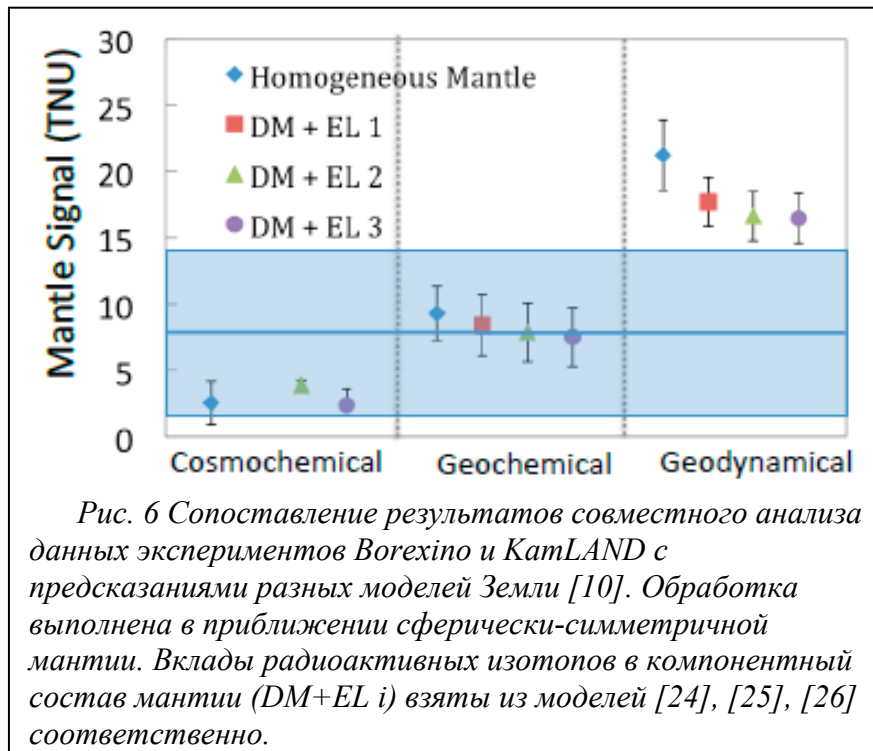
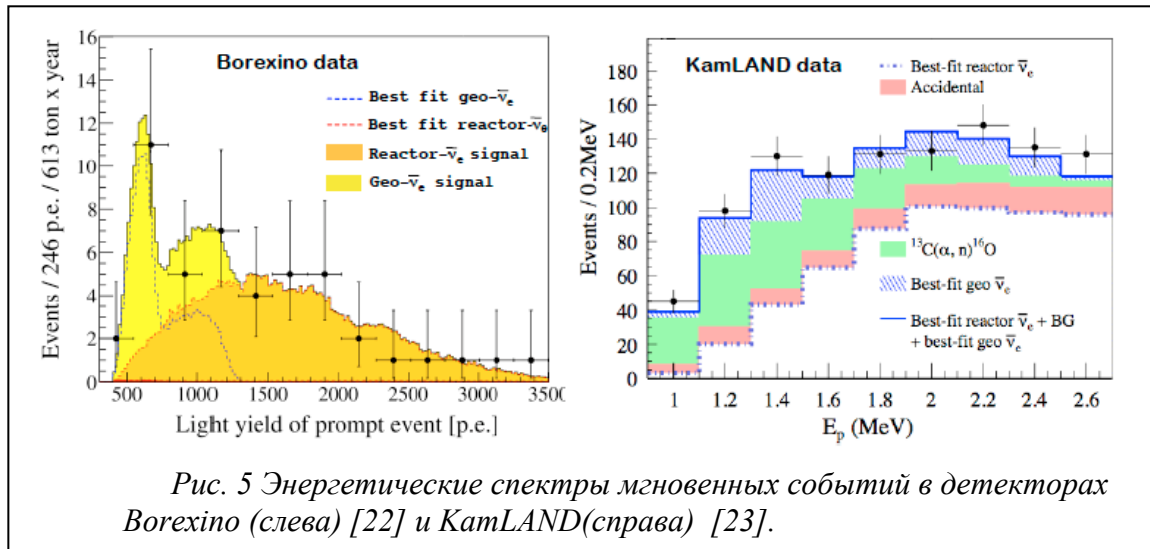
Таб. 1 Основные характеристики детекторов Borexino и KamLAND.

	Borexino	KamLAND
Period	Dec 07 - Aug 12	Mar 02 - Nov 12
Exposure (proton · year)	$(3.69 \pm 0.16) 10^{31}$	$(4.9 \pm 0.1) 10^{32}$
Reactor- $\bar{\nu}_e$ events (no osc.)	60.4 ± 4.1	3564 ± 145
$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ events	0.13 ± 0.01	207.1 ± 26.3
$^9\text{Li} - ^8\text{He}$ events	0.25 ± 0.18	31.6 ± 1.9
Accidental events	0.206 ± 0.004	125.5 ± 0.1
Total non- $\bar{\nu}_e$ backgrounds	0.70 ± 0.18	364.1 ± 30.5

Таб. 2 Уровни наиболее важных фонов при измерении потока гео-нейтрино в экспериментах Borexino [22] и KamLAND [23].

	Borexino	KamLAND
Period	Dec 07- Aug 12	Mar 02- Nov 12
Exposure (proton · year)	$(3.69 \pm 0.16) 10^{31}$	$(4.9 \pm 0.1) 10^{32}$
Geo- ν events	14.3 ± 4.4	116^{+28}_{-27}
Geo- ν signal [TNU]	38.8 ± 12	30 ± 7
Geo- ν flux (oscill.) [$\cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	4.4 ± 1.4	3.4 ± 0.8
Geo- ν signal/(not-oscill. anti- ν background)	0.23	0.032
Geo- ν signal/(non anti- ν background)	20.4	0.32

Таб. 3 Измеренные гео-нейтринные потоки в экспериментах Borexino [22] и KamLAND [23].



TNU, Terrestrial neutrino unit - единица нейтринного потока, равная одному событию в мишени с 10^{32} свободными протонами за один год.

- [1] G. Fiorentinia, M. Lissia and F. Mantovani. Geo-neutrinos and earth's interior. Phys. Rept. - 2007. - September. - Vol. 453. - P. 117 - 172.
- [2] J. H. Davies, D. R. Davies, Earth's surface heat flux, *Solid Earth* 1 (2010) 5–24.
- [3] W.R. Van Schmus, Natural radioactivity of the crust and mantle. *Global Earth Physics: A Handbook of Physical Constants* (1995). Am. Geophys. Union, Washington, DC, pp. 283–291.
- [4] S. T. Dye, Geo-neutrinos and the radioactive power of the Earth, *Rev. Geophys.* 50 (2012) RG3007.
- [5] [L. Ludhova](#) and [S. Zavatarelli](#). Studying the Earth with Geoneutrinos. *Advances in High Energy Physics*. Volume 2013 (2013), Article ID 425693, 16 pages.
- [6] A.M. Dziewonski, D. L. Anderson, Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Int.* 25 (1981) 297–356.
- [7] V.R. Murthy, W. van Westrenen, and Y. Fei, "Experimental evidence that potassium is a substantial radioactive heat source in planetary cores," *Nature*, vol. 423, no. 6936, pp. 163-165, 2003.
- [8] W.F. McDonough, "Compositional model for The Earth's core," in: R.W. Carlson (Ed.) *The Mantle and Core, Treatise on Geochemistry*, vol. 2, pp. 547-568, Elsevier, Oxford, 2003.
- [9] J.M. Herndon, "Substructure of the inner core of the Earth," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 93, pp. 646-648, 1996.
- [10] O. Šrámek et al., "Geophysical and geochemical constraints on geo-neutrino fluxes from Earth's mantle," *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 361, pp. 356-366, 2013.
- [11] E. J. Garnero, A. K. McNamara, Structure and dynamics of Earth's lower mantle, *Science* 320 (2008) 626–628.
- [12] A.M. Dziewonski, V. Lekic, B. A. Romanowicz, Mantle Anchor Structure: An argument for bottom up tectonics, *Earth Planet. Sci. Lett.* 299 (2010) 69–79.
- [13] [S.T. Dye](#), [Y. Huang](#), [V. Lekic](#), [W.F. McDonough](#), O. Šrámek, Geo-neutrinos and Earth Models, Contributed paper TAUP 2013, arXiv:1405.0192v1 [physics.geo-ph] 1 May 2014.
- [14] V. Lekic, S. Cottaar, A. M. Dziewonski, B. Romanowicz, Cluster analysis of global lower mantle tomography: A new class of structure and implications for chemical heterogeneity, *Earth Planet. Sci. Lett.* 357-358 (2012) 68–77.
- [15] S. Cottaar, R. B., An unusually large ULVZ at the base of the mantle near Hawaii, *Earth Planet. Sci. Lett.* 355-356.
- [16] M. Thorne, E. Garnero, G. Jahnke, H. Igel, A. K. McNamara, Mega ultra low velocity zone and mantle flow, *Earth Planet. Sci. Lett.* 364 (2013) 59–67.
- [17] W.F. McDonough, J. G. Learned, S. T. Dye, The many uses of electron antineutrinos, *Physics Today* 65 (2012) 46–51.
- [18] M. Chen, presented at Neutrino Sciences 2005, Honolulu, December, 2005.
- [19] S. Enomoto, "Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND," Ph. D. Thesis, Tohoku University, Japan, 2005.
- [20] G.L. Fogli et al., "Global analysis of neutrino masses, mixings and phases: entering the era of leptonic CP violation searches," *Physical Review D*, vol. 86, no. 1, Article ID 013012, 10 pages, 2012.
- [21] W.F. McDonough, S. Sun, The composition of the Earth, *Chem. Geol.* 120 (1995) 223–253.
- [22] G. Bellini et al., (Borexino Collaboration), "Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino," *Physics Letters B*, vol. 722, pp. 295-300, 2013.
- [23] A. Gando et al., (KamLAND Collaboration), "Reactor On-Off Antineutrino Measurement with KamLAND," *Physical Review D*, vol.88, Article ID 033001, 10 pages, 2013.
- [24] R. Jr. Arevalo and W. F. McDonough, "Chemical variations and regional diversity observed in MORB," *Chemical Geology*, vol. 271, no. 1-2, pp. 70-85, 2010.
- [25] V.J.M. Salters and A. Stracke, "Composition of the depleted mantle," *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, vol. 5, no. 5, Article ID Q05B07, 2004.
- [26] R.K. Workman and S.R. Hart, "Major and trace element composition of the depleted MORB mantle (DMM)," *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 231, no. 1-2, pp. 53-72, 2005.

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ПУЧКА В НАЧАЛЬНОЙ ЧАСТИ УСКОРИТЕЛЯ С МАГНИТНЫМ ЗЕРКАЛОМ НА ЭНЕРГИЮ 45 МэВ

Л.Ю. Овчинникова, В.И. Шведунов

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

МГУ имени М.В. Ломоносова

E-mail: lub.ovch@yandex.ru

В работе исследована динамика пучка в начальной части линейного ускорителя электронов со стоячей волной с магнитным зеркалом на энергию 45 МэВ, конструкция которого подразумевает вывод повторно ускоренного пучка в обратном направлении. Для обеспечения беспрепятственного прохода ускоренного пучка через область инжекции может быть использована обычная электронная пушка, расположенная вне оси линейного ускорителя, под углом к ней, совместно с магнитной системой, состоящей из поворотного магнита и соленоидальных линз. Существенное упрощение системы инжекции и уменьшение габаритов возможно при использовании электронной пушки с внеосевым размещением катода и пролетным отверстием на оси, в которой фокусировка пучка и вывод его на ось линейного ускорителя осуществляется электростатическим полем, создаваемым специальной конфигурацией фокусирующего электрода и анода [1].

Основными задачами настоящей работы были: (1) оптимизация геометрии электронной пушки с целью достижения тока пучка 180 мА при напряжении на катоде 25 кВ и диаметре катода 6 мм; и (2) оценка влияния смещения и угла наклона пучка относительно оси линейного ускорителя на последующее ускорение в нем.

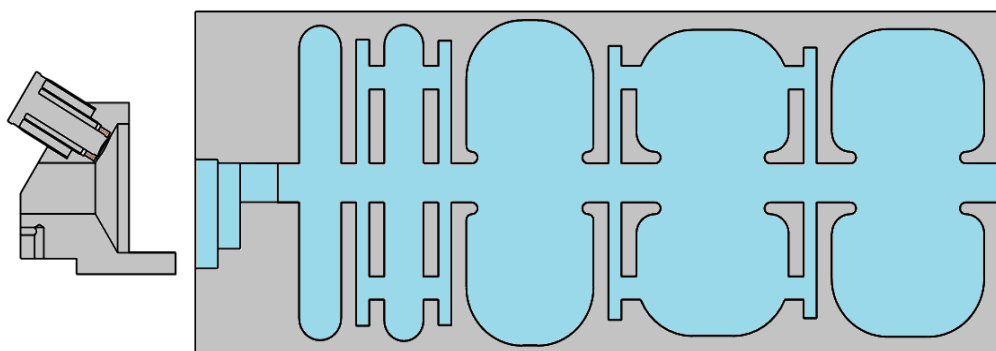
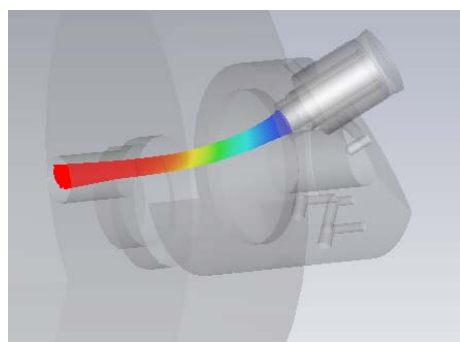


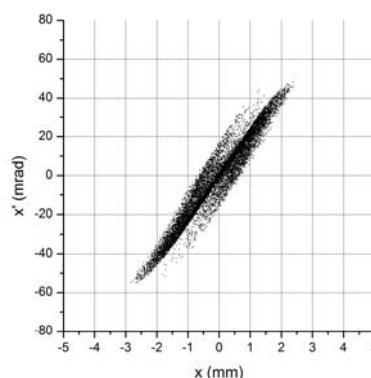
Рис. 1. Электронная пушка и ускоряющая структура.

Геометрия электронной пушки и ускоряющей структуры показаны на Рис. 1. Вначале была проведена оптимизация электронной пушки с целью достижения проектных параметров. Далее распределение частиц в 6-мерном фазовом объеме на выходе электронной пушки использовалось для расчета динамики пучка в ускоряющей структуре. Расчеты проводились с помощью трехмерной программы. Результаты расчетов сравнивались с результатами двухмерных расчётов по программе PARMELA [2], выполненных с использованием полей, полученных с помощью программы SUPERFISH [3], с инжекцией пучка от

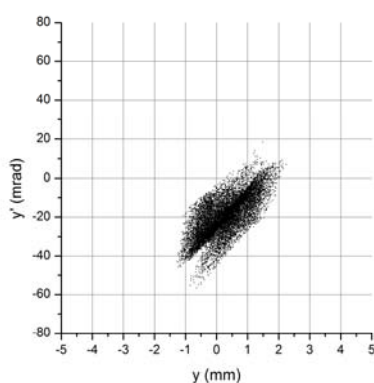
расположенной на оси аксиально-симметричной пушки, рассчитанной по программе EGUN [4].



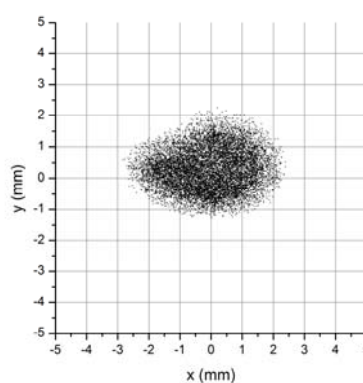
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2. (а) Траектории пучка в электронной пушке, (б) фазовый портрет в горизонтальной плоскости, (в) в вертикальной плоскости, (г) изображение пучка на входе в ускоряющую структуру.

Результаты расчета приведены на Рис. 2, получены следующие характеристики пучка. Среднеквадратичный размер по вертикали 0.79 мм, по горизонтали – 1.0 мм, средний ток пушки – 187 мА, угол вхождения пучка в ускоритель – 19.6 мрад (Рис. 2(б)), смещение пучка по вертикали – 0.34 мм (рис. 2(г)), эмиттанс в вертикальной плоскости - 3.7 мм×мрад, в горизонтальной - 4.8 мм×мрад.

Расчет динамики пучка проводился в бипериодической ускоряющей структуре, состоящей из пяти ускоряющих ячеек и четырех ячеек связи – Рис. 1. Ранее структура была оптимизирована с целью достижения коэффициента захвата частиц более 60% и фокусировки пучка, обеспечивающей его минимальные размеры на выходе всей структуры длиной около 1.2 м при энергии 22.5 МэВ [5]. Распределение электрического поля на оси показано на Рис. 3. Амплитуды поля первых трех ускоряющих ячеек и их длины подобраны так, что первая ячейка осуществляет группировку пучка, вторая – фокусировку, а третья доводит энергию частиц до величины достаточной для последующего ускорения в регулярной структуре.

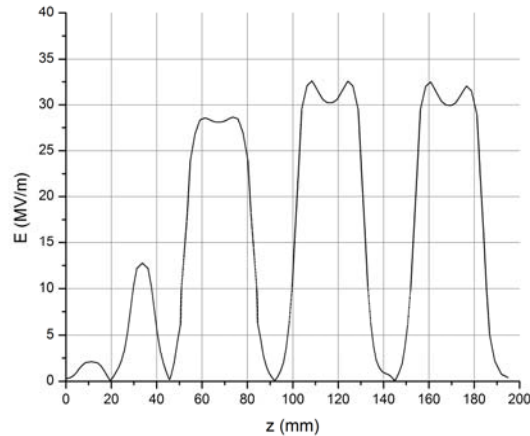


Рис. 3. Распределение электрического поля на оси.

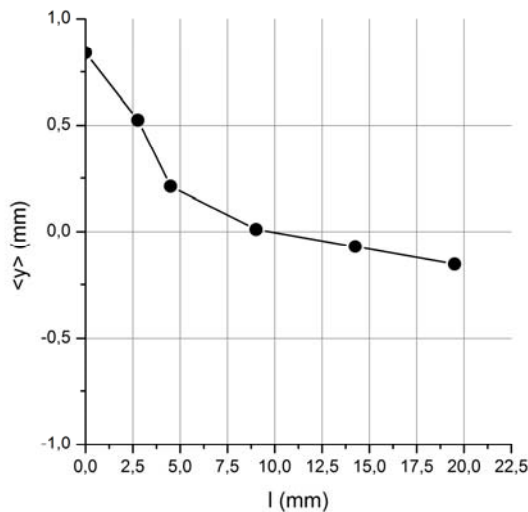


Рис. 4. Изменения смещения пучка по вертикальной оси по мере ускорения

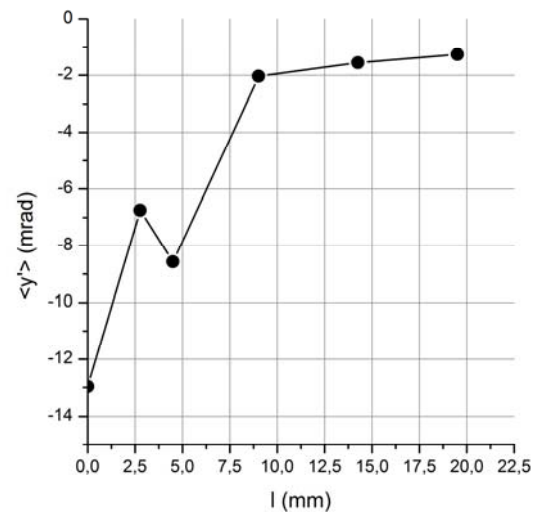


Рис. 5. Изменения угла отклонения от оси по вертикальной оси по мере ускорения

На Рис. 4, 5 показаны, соответственно, изменение смещения и угла наклона пучка по мере его ускорения. Как видно, за счет роста продольного импульса в процессе ускорения угол наклона пучка уменьшается. Смещение пучка также уменьшилось, изменив знак. При последующем ускорении, в силу того, что оптическая сила ускоряющей структуры убывает с ростом энергии, величина смещения пучка не должна заметно возрастать.

Сравнение результатов расчета по трехмерной программе и PARMELA показано на Рис. 6 – 8.

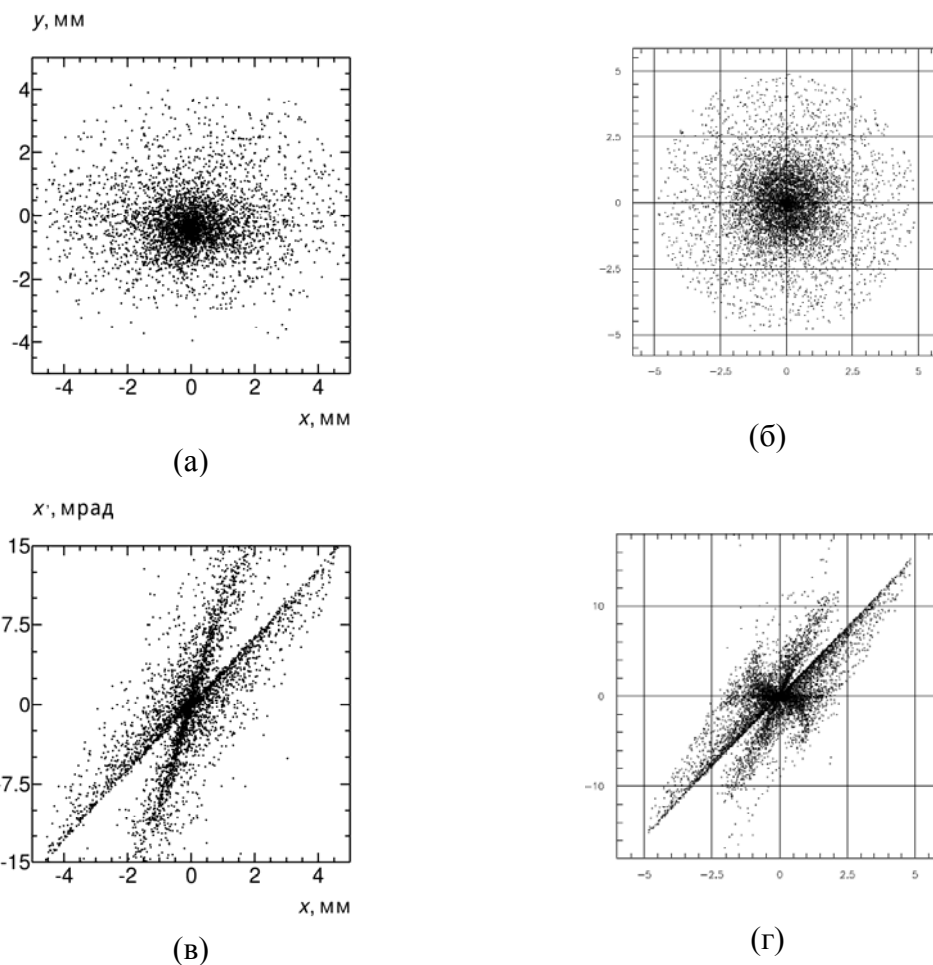


Рис. 6. (а), (б) Изображения пучка на выходе ускоряющей структуры из пяти ускоряющих ячеек, соответственно, при расчетах по трехмерной программе и PARMELA, (в), (г) – фазовые портреты в горизонтальной плоскости.

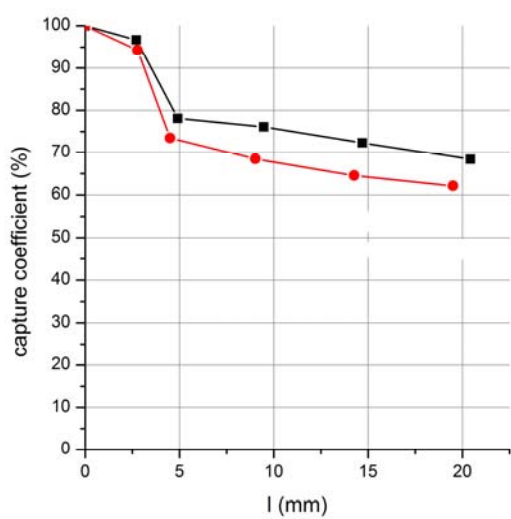


Рис. 7. Зависимость коэффициента захвата от положения монитора. ● – расчет PARMELA, ■ – по трехмерной программе.

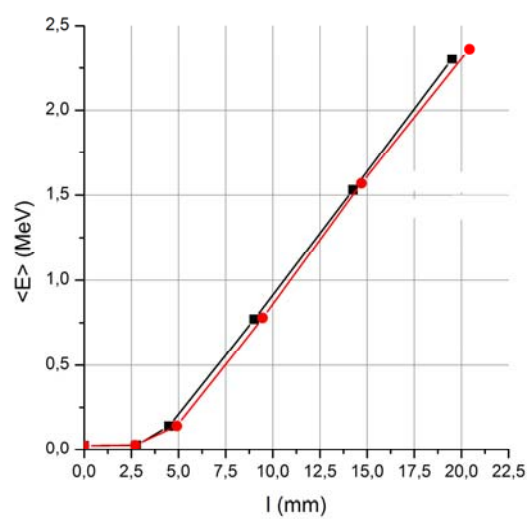


Рис. 8. Зависимость средней энергии пучка от положения монитора. ● – расчет PARMELA, ■ – по трехмерной программе.

Как видно из Рис. 6-8, после достижения энергии около 2.5 МэВ различие в размерах и фазовых портретах пучка становится несущественным. Не показанный на рисунках фазовый портрет в вертикальной плоскости для пушки с внеосевым размещением катода также оказывается близким к фазовому портрету в горизонтальной плоскости.

Таким образом, результаты расчетов показывают, что различие исходных распределений инжектированных частиц и наличие небольшого смещения и угла наклона инжектируемого пучка для пушки с внеосевым размещением катода не оказывают существенного влияния на последующее ускорение пучка. Следовательно, такая пушка может быть использована в ускорителе электронов с магнитным зеркалом, что заметно упрощает его конструкцию и последующую настройку.

1. Л. Ю. Овчинникова, «Моделирование электронной пушки для ускорителя электронов с магнитным зеркалом», труды XIV межвузовской научной школы «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, (2013), с. 77-82
2. PARMELA – code, originally developed by K. R. Crandall
3. James H. Billen and Lloyd M. Young, «Poisson Superfish», Los Alamos National Laboratory, LA-UR-96-1834, (2003)
4. W.B. Herrmannsfeldt, «EGUN – An electron optics and gun design program», Stanford Linear Accelerator Center, SLAC-331, UC-28 (A), (1988)
5. A.N. Ermakov, B.S. Ishkhanov, A.N. Kamanin, V.V. Khankin, L.Yu. Ovchinnikova, N.I. Pakhomov, I.V. Shvedunov, N.V. Shvedunov, V.I. Shvedunov, I.Yu. Vladimirov, D.S. Yurov A.I. Karev, V.G. Raevsky «Design of a Linear Accelerator with a Magnetic Mirror on the Beam Energy of 45 MeV», труды XXIV Всероссийской конференция по ускорителям заряженных частиц «RUPAC 2014»

СИНТЕЗ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НАНОКОМПОЗИТОВ С МНОГОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Е.А. Воробьева, И.В. Макаренко, В.А. Трифонов, Н.Г. Чеченин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: vorkate89@mail.ru, trifonov.vladimir@physics.msu.ru

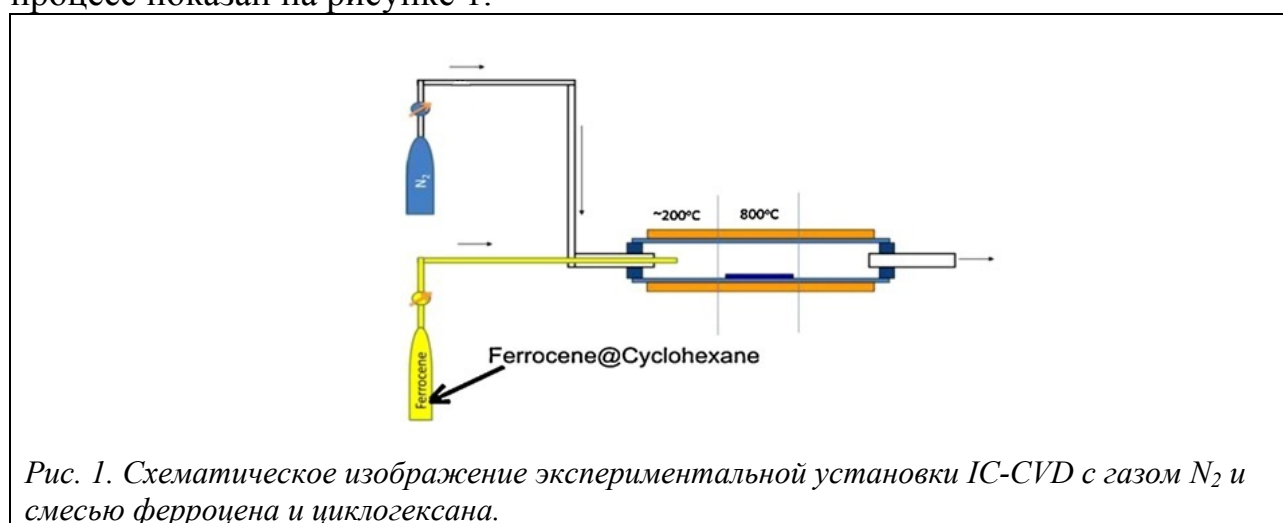
Целью данной работы является изучение теплопроводности углеродных нанотрубок (УНТ) и нанокomпозитов с включением углеродных нанотрубок. Высокую теплопроводность нанотрубок можно использовать, например, для полевых транзисторов или композитов с анизотропными тепловыми свойствами. Исследования показали [1], что при комнатной температуре теплопроводность индивидуальных многостенных углеродных нанотрубок приблизительно равна 3000 Вт/(м*К), что более чем на порядок превышает теплопроводность основного материала электроники - кремния. На практике же мы имеем дело не с отдельными нанотрубками, а с массивом нанотрубок. Однако даже в самом лучшем массиве ориентированных УНТ существуют контакты между УНТ, которые рассеивают фононы вдоль контакта нанотрубок,

уменьшая тем самым индивидуальную проводимость УНТ и создавая дополнительное термическое сопротивление на границе между нанотрубками. Величина теплового сопротивления на границе УНТ-УНТ сильно влияет на эффективную теплопроводность материала – высокое контактное сопротивление уменьшает теплопроводность композита.

Эффективная теплопроводность композитов [2], содержащих УНТ, зависит от многих факторов, в том числе от индивидуальной проводимости УНТ, от плотности УНТ, морфологии УНТ и от контактного сопротивления. В частности, дефекты в индивидуальных нанотрубках, таких как – дефекты кристаллической решетки, примеси, аморфный углерод, приводят к уменьшению теплопроводности нанотрубок, и соответственно, к уменьшению теплопроводности композита на их основе.

Ковалентная связь облегчает обмен фононами между нанотрубками и полимерной матрицей, что является ключевым фактором для улучшения теплопроводности нанокompозитов. По этой причине применяются различные поверхностно активные вещества и процедуры по функционализации для изменения поверхности нанотрубки и для придания большего химического взаимодействия с полимерной матрицей.

В большинстве методов [3] углеродные нанотрубки (УНТ) получают с использованием катализатора, который формируется перед осаждением УНТ как локальный активный центр или может быть введен в объем осаждения непосредственно в процессе осаждения. Изначально для роста УНТ использовался процесс предварительного пиролитического осаждения газа с помощью катализатора, который похож на химическое осаждение пара (CVD), обозначаемый PC-CVD. Большое количество модификаций процесса было протестировано, пока не был найден оптимальный. Самая существенная модификация, которая была названа IC-CVD, это впрыскивание катализатора вместо предварительного осаждения. Схематически модифицированный процесс показан на рисунке 1.



IC-CVD реактор – это длинная кварцевая трубка диаметром 25 мм и длиной 1000 мм, помещенная в печь с автоматизированным контролем

температуры. Скорость подачи газа (N_2) так же контролируется автоматически. Жидкая смесь ферроцена и циклогексана, служившая как активное вещество для синтеза, вводится в реактор с помощью перистальтического насоса. Жидкая смесь испаряется в низкотемпературной зоне ($\sim 200^\circ C$), и поток газа, насыщенного активными компонентами пара, попадает в высокотемпературную зону ($750-905^\circ C$), в которой активные компоненты смеси разлагаются. Ферроцен $C_5H_5-Fe-C_5H_5$ разлагается с конденсацией железа на подложке в форме наностростров, выступающих в роли частиц катализатора, которые стимулируют рост плотного массива УНТ из пиролизованного углерода циклогексана. Режим роста УНТ был оптимизирован подбором параметров – расхода технологического газа, расхода активной смеси, температуры первой (низкой) и второй (высокой) зон. С использованием описанного метода было достигнуто систематическое увеличение равномерного леса до $20 \times 80 \text{ мм}^2$. Длина УНТ зависит от используемого режима и времени роста, за час синтеза она может достигать порядка 1 мм.

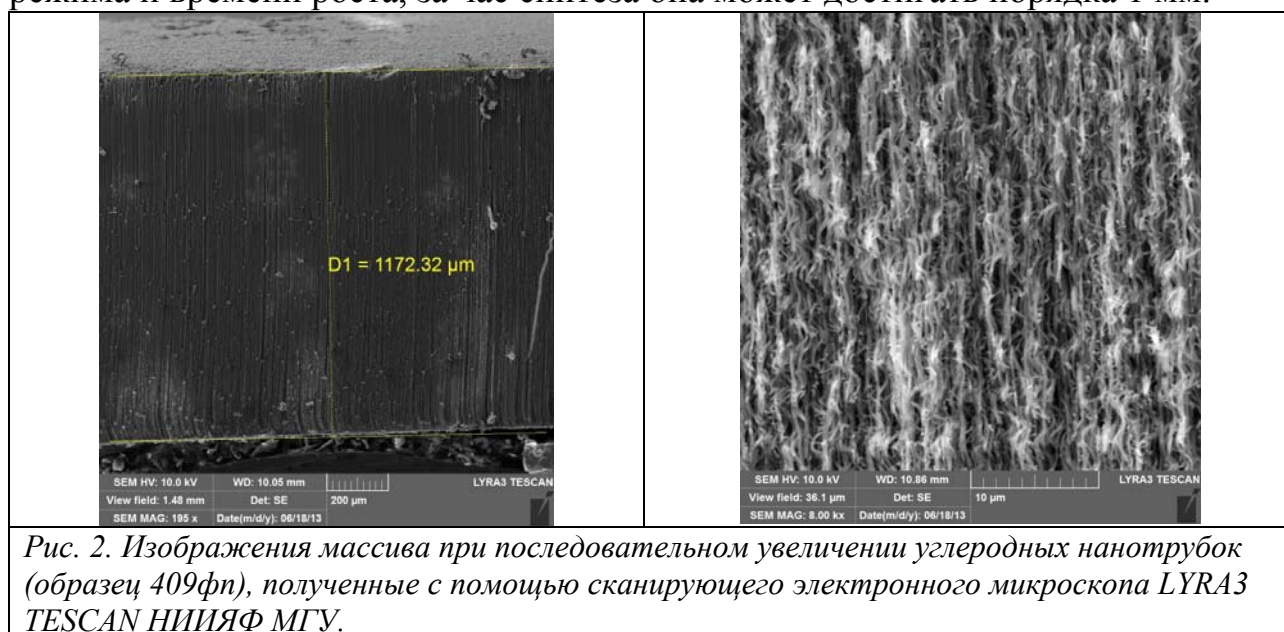


Рис. 2. Изображения массива при последовательном увеличении углеродных нанотрубок (образец 409fn), полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа LYRA3 TESCAN НИИЯФ МГУ.

Рост углеродных нанотрубок зависит от многих параметров эксперимента, таких как расположение подложки в печи, времени нагрева подложки, температуры пиролиза, времени пиролиза, подачи смеси, подачи газа. Изменяя эти параметры можно добиться наилучшей конфигурации для роста леса углеродных нанотрубок на подложке, а именно – получить высоту леса порядка 2 мм при температуре пиролиза порядка $800^\circ C$.

Из полученных массивов углеродных нанотрубок были синтезированы нанокомпозиты на полимерной основе [4]. Теплопроводность полученных композитов измеряли с помощью метода лазерной вспышки прибором LFA 457 MicroFlash instrument.

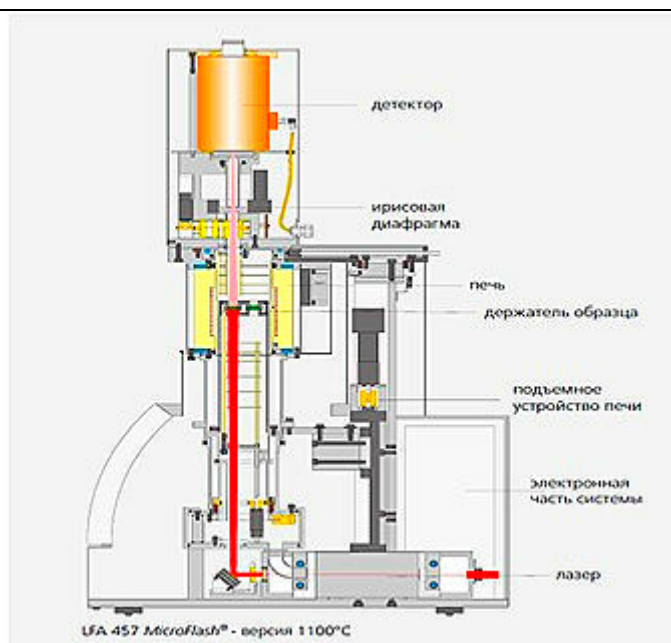


Рис. 3. Схематическое изображение прибора LFA 457 MicroFlash instrument для измерения теплопроводности.

Методика эксперимента.

На переднюю поверхность образца с плоскопараллельными поверхностями подается короткий тепловой импульс. Тепловой импульс может быть создан либо лазерным излучением, либо вспышкой импульсной ксеноновой лампы. Увеличение температуры на обратной стороне образца в зависимости от времени измеряется ИК-детектором. Образец устанавливается так, чтобы тепло распространялось только в вертикальном направлении (нет радиальных потерь тепла). Коэффициент температуропроводности рассчитывается из итогового повышения температуры обратной стороны пробы.

Результаты измерения теплопроводности полученных композитов представлены на рисунке 4.

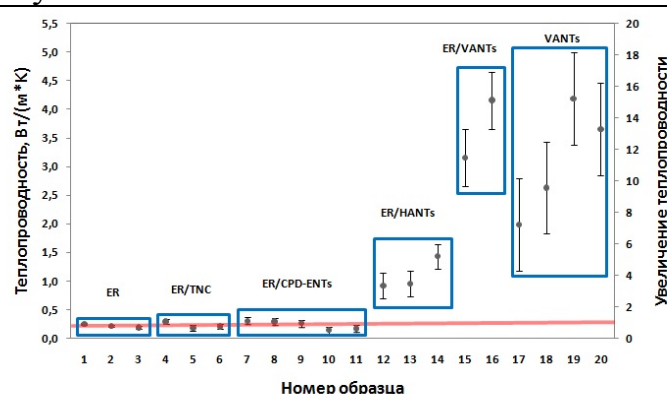


Рис. 4. Зависимость теплопроводности материала от различных видов углеродных нанотрубок (ER-эпоксидная смола, ER/TNC-эпоксидная смола с коммерческими нанотрубками "Таунит", ER/CPD-ENTs-эпоксидная смола с неориентированными нанотрубками ПГО, ER/HANTs-эпоксидная смола с горизонтально ориентированными нанотрубками, ER/VANTs-эпоксидная смола с вертикально ориентированными нанотрубками, VANTs- массив вертикально ориентированных нанотрубок).

Композиты с нанотрубками имеют теплопроводность ниже, чем предсказывалось по теории, где коэффициент увеличения теплопроводности композита со случайно ориентированными УНТ (5% по объему) составлял 250 для эпоксидной матрицы. Возможные причины несоответствия между прогнозами и данными заключаются в следующем: изменение фононной проводимости отдельных нанотрубок в полимерной матрице, межфазное термическое сопротивление, которое нарушает передачу тепла между нанотрубками и полимером или между контактирующими нанотрубками, примеси и дефекты решетки индивидуальных нанотрубок и образование пустот между УНТ и полимером. В отличие от ориентированных случайным образом УНТ массивы ориентированных УНТ потенциально могут обеспечить более высокую теплопроводность через всю толщину композита.

Сопротивление на границе УНТ-полимер оказывает влияние на теплопроводность композита. Преимущество композитов с массивом ориентированных УНТ: нанотрубки охватывают всю толщину полимера в направлении оси ориентирования, обеспечивая тем самым прямой путь для переноса теплоты через композит. По теории, сопротивление на границе УНТ – полимер в таком случае играет роль только для поперечной к оси УНТ теплопроводности.

Исследование проводится при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 14-02-31147 мол_а и № 14-02-01230 А.

1. P.Kim, L.Shi, A.Majumdar and P.L.McEuen. Thermal Transport Measurements of Individual Multiwalled Nanotubes Phys. Rev. Lett. v. 87, 215502 (2001).
2. C.W.Nan, Z.Shi, Y.Lin. A simple model for thermal conductivity of carbon nanotube-based composites. Chem Phys Lett 2003; 375: 666-669.
3. Э.Г.Раков Материалы из углеродных нанотрубок. «Лес». Успехи химии, 82 (6) 538-566 (2013).
4. N.G.Chechenin, P.N.Chernykh, E.A.Vorobyeva. Synthesis and Electroconductivity of Epoxy/Aligned CNTs Composites. Applied Surface Science, Elsevier BV (Netherlands), том 275, с. 217-221, 2013 DOI [10.1016/j.apsusc.2012.12.162](https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2012.12.162).

АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЛОЖНЫХ МЮОНОВ ДЛЯ ПОИСКА РАСПАДА $B_s \rightarrow \mu\mu$ В ДЕТЕКТОРЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ.

К.А. Смоленков¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова

E-mail: kirill.smolenkov@cern.ch

1. Редкие распады В-мезонов, сильно подавленные в рамках Стандартной Модели, потенциально являются процессами, очень чувствительными к вкладам виртуальных частиц, предсказываемых «новой физикой», в петлевые диаграммы.

2. Остановимся подробнее на реконструкции мюонов в детекторе ATLAS, т. к. она важна для физического анализа распадов B -мезонов. Их треки могут восстанавливаться как во внутреннем детекторе, так и в мюонных камерах. В описываемом далее физическом анализе данных используются только комбинированные (combined) мюоны — те, для которых имеются реконструированные треки как во внутреннем детекторе, так и в мюонных камерах. При окончательной реконструкции они совмещаются, формируя один комбинированный трек.

3. Целью анализа редкого распада $B_s \rightarrow \mu\mu$ является измерение либо установление верхнего предела на величину его относительной парциальной ширины $B(B_s \rightarrow \mu\mu)$. Для этого важно понимание фоновых процессов. Источники фона при поиске сигнала $B_s \rightarrow \mu\mu$ можно разделить на две категории: комбинаторный фон, имеющий непрерывный спектр инвариантных масс, и фон резонансный, создающий пики в районе массовой области сигнала. В нашем анализе нас интересует резонансный фон.

Вклад в резонансный фон вносят несколько различных процессов. Наиболее значительный вклад вносят распады вида $B_{s(d)} \rightarrow h^+h^-$, где h и h' обозначают пионы или каоны. Если адрон пролетает сквозь калориметры к мюонным камерам, либо распадается в конечное состояние с мюоном, то он может быть ошибочно идентифицирован как мюон. Таким образом, если обе частицы от такого распада оказываются ошибочно идентифицированы, их инвариантная масса, рассчитанная в рамках двухмюонной гипотезы, оказывается близкой к массе B_s , и такие события будут создавать пик в массовой области сигнала.

4. Для эффективного подавления необходимо провести анализ резонансного фона для распада $B_s \rightarrow \mu\mu$, происходящего от двухчастичных распадов B -мезонов в конечные состояния с двумя противоположно заряженными адронами.

Для оценки вклада таких событий в сигнальную область необходимо определить вероятности ошибочной идентификации каонов и пионов в детекторе как мюонов — т. н. коэффициенты ложных мюонов (muon fake rate). Для получения вероятностей ошибочной идентификации использовался специально подготовленный набор данных Монте-Карло, подготовленный с помощью генератора Pythia 8. При этом на кинематику адронов конечного состояния накладывались ограничения по поперечному импульсу $p_T > 2,5$ ГэВ и псевдобыстроте $|\eta| < 2,5$. Набор содержал 2800000 событий ($2,8 \cdot 10^6$). Для них было проведено полное моделирование отклика детекторов (включая внутренний детектор и калориметры), основанное на программе Geant4.

Для мезона h существует несколько сценариев его эволюции в детекторе:

1. Пролет без взаимодействий. Дочерних частиц — нет.
2. Квази-упругое рассеяние мезона. Была проведена проверка на отсутствие мюона в конечном состоянии.
3. Неупругие взаимодействия мезона. Три и более дочерних частицы.
4. Распады $h \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ или $h \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Удачными являлись события, содержащие дочерний мюон.

Были получены, следующие значения для количества разных типов событий, содержащиеся в таблице 1.

Таблица 1. Результаты отбора событий.

	B^0 или B_s^0	мезоны			
		π	%	K	%
1	Пролетели без взаимодействия	82	0.003	591	0.02
2	Квази-упругое рассеяние	669146	23	581472	21
3	Распад $h \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10951	0.4	45767	1.7
4	Неупруго провзаимодействовали	2213787	76	2086570	77
5	Всего событий	2893966	100	2714400	100

Для того чтобы достичь мюонного спектрометра, мюон теряет на ионизационные потери около 3 ГэВ. С учетом порога $p_T(h) = 3$ ГэВ доля распадов π и K от их общего числа будет выглядеть следующим образом: $\mu(\pi)/\pi = 1.9 \cdot 10^{-3}$ и $\mu(K)/K = 6.6 \cdot 10^{-3}$. Различие этих коэффициентов можно понять из сравнения распределений $p_T \mu$ от распада π и K.

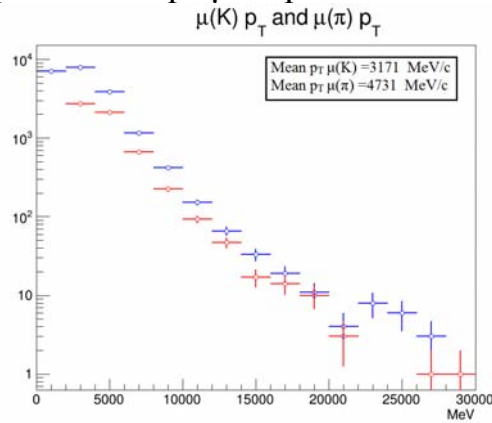


Рис.1. Распределения мюонов от распада K (верхний график) и Pi (нижний график) мезонов.

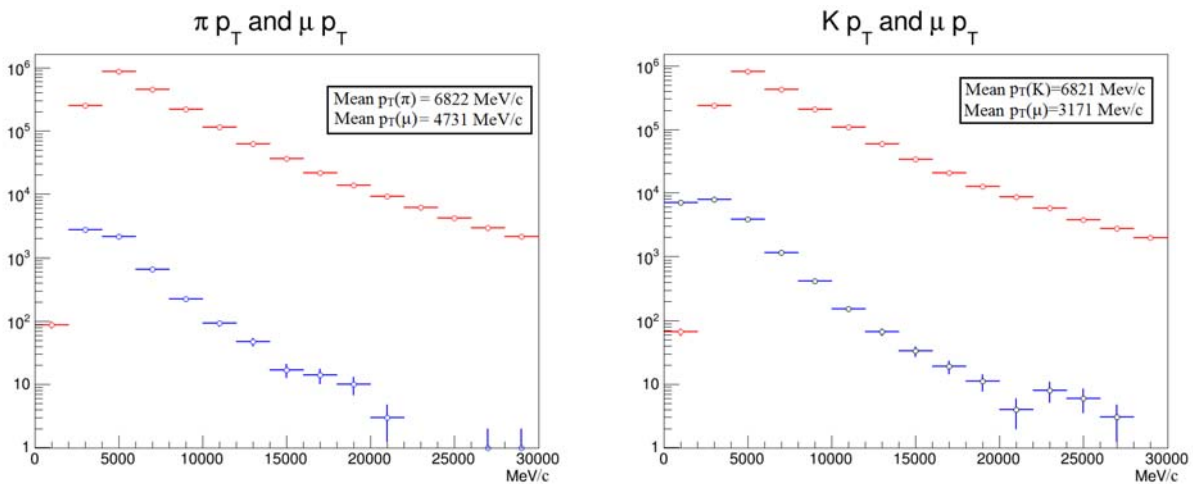


Рис.2. Распределения пионов и мюонов от их распада (слева), каонов и мюонов от их распада (справа).

Эти распределения мюонов приведены на рис.1. Сравнение спектров мюонов со спектрами самих мезонов, приведенных на рис.2, показывает, что и те и другие существенно мягче, чем спектры исходных адронов.

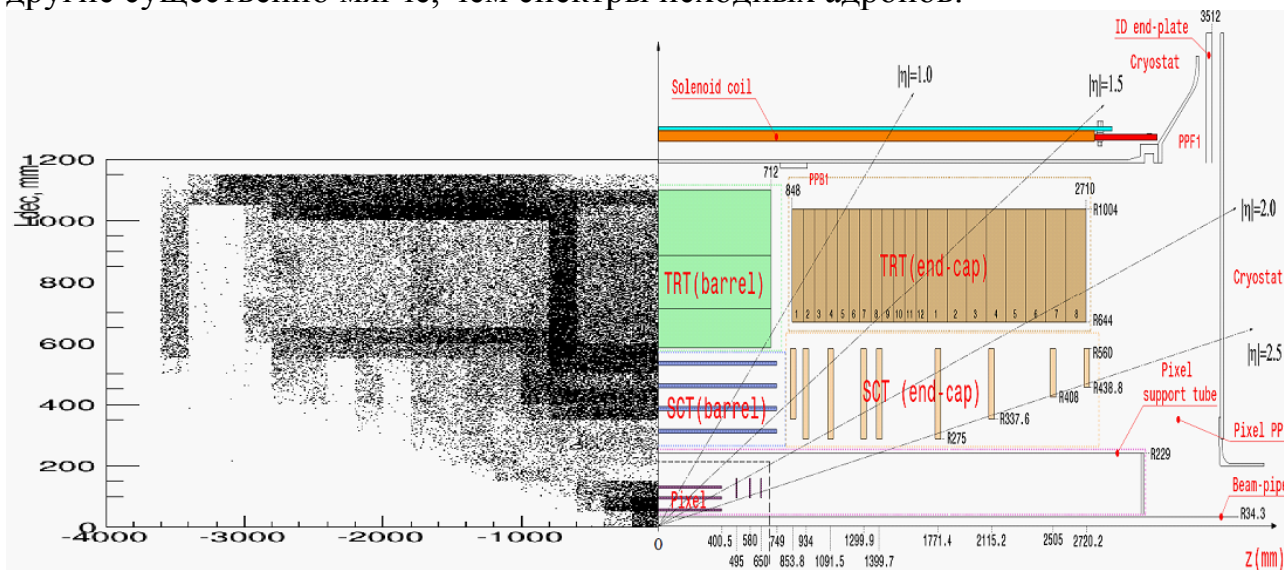


Рис.3. Томограмма внутреннего детектора полученная вершинами неупруго взаимодействующими пионами.

5. Проведен анализ процессов в детекторе и получена вероятность рождения ложных мюонов, при прохождении через внутренний детектор и калориметры детектора ATLAS адронов (π и K -мезонов), которые приводят к образованию треков ложных мюонов от двухчастичных распадов B -мезонов.

1. Смирнова Л.Н. Детектор ATLAS большого адронного коллайдера 2010.
2. N. Nikitin, S. Sivolklov, M. Smizanska, D. Tlisov, and K. Toms, Backgrounds for rare muonic B -meson decays in ATLAS, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2007-009, 2006.
3. ATLAS Collaboration, Limit on $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$, ATL-PHYS-PUB-2010-004.
4. ATLAS Collaboration, Measurement of charged-particle event shape variables in inclusive $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton interactions with the ATLAS detector, CERN-PH-EP-2012-178
5. ATLAS Collaboration, Muon Reconstruction Performance, ATLAS-CONF-2010-064

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ АТОМАРНЫМ КИСЛОРОДОМ

Н.А.Беляева^{1,2}

¹Физический факультет МГУ, кафедра общей ядерной физики;

²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail:bnadezdaa@gmail.com

Введение

Воздействие атомарного кислорода, являющегося основным компонентом верхней атмосферы Земли в интервале высот $\sim 200 - 800$ км, на полимерные материалы, находящиеся на поверхности космических аппаратов (КА), является

одной из главных причин повреждения и даже разрушения таких материалов. Атомы кислорода при столкновении с поверхностью КА имеют энергию около 5 эВ, обусловленную орбитальной скоростью аппарата. При такой энергии атомов происходят интенсивные окислительные процессы с образованием летучих соединений, легко покидающих поверхность материалов. Такой процесс, называемый «химическим распылением», приводит к значительной эрозии поверхности, сопровождающийся потерей массы материалов и изменению их свойств. В настоящее время при разработке новых КА широко применяются различные полимерные композиты, представляющие собой полимерные матрицы с введенными в них наполнителями в виде микро- и нанопорошков различного состава. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования распыления образцов композитов на основе эпоксидных матриц с наполнителями в виде зерен карбида вольфрама WC и диоксида титана TiO₂ с размерами ~30 – 90 нм. Количество нанопорошков выбиралось так, чтобы их массовые концентрации в образцах составляли 1, 3, 5, 10%. Был изготовлен также контрольный образец из эпоксидной смолы без наполнителей.

Методика эксперимента

Исследования проводились на стенде с магнитоплазодинамическим ускорителем кислородной плазмы НИИЯФ МГУ[1,2], обеспечивавшем получение потока атомов кислорода с энергией ~ 20 эВ при плотности потока ~10¹⁴ – 10¹⁶ см⁻²с⁻¹. Образцы облучались до флюенса $F_{ef} = 5 \cdot 10^{20}$ см⁻², что соответствует приблизительно одному году полета КА на низкой околоземной орбите. Перед установкой образцов в стенд их поверхность частично закрывалась алюминиевой фольгой для последующего сопоставления структуры необлученных и облученных участков поверхности.

Потери массы образцов определялись с помощью микровесов, а состояние поверхности до и после воздействия атомарного кислорода исследовалось с применением методов оптической и электронной микроскопии.

От воздействия на образцы атомарным кислородом происходит химическое распыление, количественным параметром оценки влияния является коэффициент эрозии K (г/атом О), значение которого рассчитывается по формуле:

$$K = \frac{\Delta m}{F \cdot S},$$

Δm - полученные разности масс образцов до и после облучения (г);

F – флюенс (атом/см²);

S - площадь образца, подвергавшаяся облучению (см²).

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены полученные с помощью оптического микроскопа изображения области границы для образцов на основе эпоксидной матрицы с наполнителями WC(а) и TiO₂(б) после облучения атомарным кислородом.

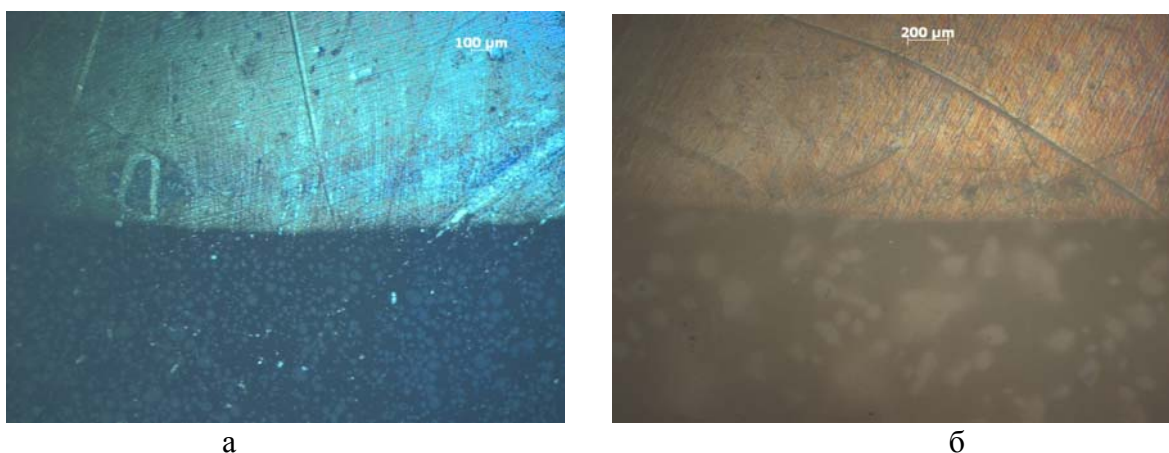


Рис. 1 Изображения поверхностей полимеров с наполнителями WC(а) и TiO₂(б), сделанные на оптическом микроскопе

Изменения структуры поверхности после облучения видны даже невооруженным взглядом. Изначально гладкая поверхность, стала матовой. Видна четкая граница между частями образцов, которые были защищены фольгой от излучения, и открытыми частями.

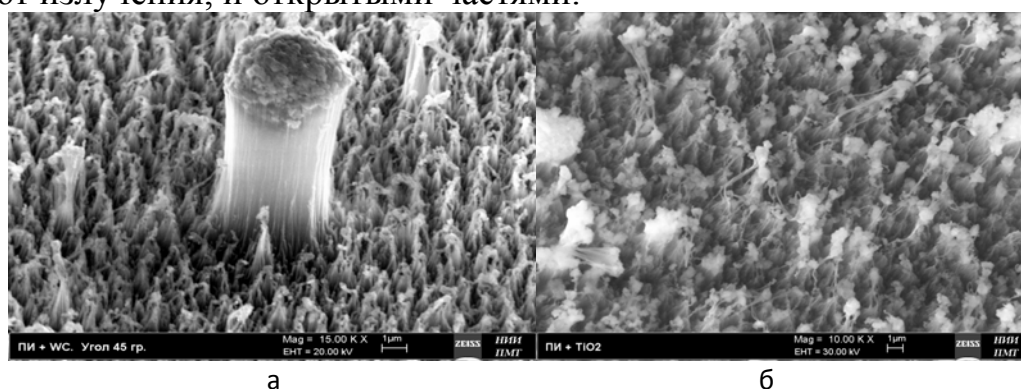


Рис. 2. Рельефы облученных участков поверхностей образцов полимеров с наполнителями WC(а), TiO₂(б)

Для более детального анализа поверхности образцов использовался сканирующий электронный микроскоп. На рис. 2(а) показано полученное с его помощью изображение поверхности образца с наполнителем WC, а на рис. 2(б) – с наполнителем TiO₂. Все рисунки демонстрируют наличие мелкоструктурных образований на облученных участках поверхности, состоящих из слипшихся частиц наполнителя, под которыми сохраняются не разрушенные волокна полимерной матрицы. Из рассмотрения рис. 2(а) видно, что для наполнителя карбида вольфрама наряду с мелкими регулярными образованиями возможно наличие достаточно крупных агломератов, что для наполнителя диоксида титана (рис. 2(б)) не характерно. В случае использования диоксида титана, как видно из сопоставления рисунков, структура мелких регулярных образований несколько иная, чем для карбида вольфрама.

В табл. 1 приведены результаты измерения потерь массы для образцов с разным процентным содержанием частиц наполнителя.

Таблица 1. Результаты измерения потерь массы и расчета коэффициента эрозии для образцов с различным процентным содержанием нанопорошков.

Диоксид титана					
%	0	1	3	5	10
Δm , г	0,0073	0,0069	0,0055	0,0051	0,0039
$K \times 10^{-24}$, г/атом O	6,61	5,80	4,04	3,78	3,47
Карбид вольфрама					
%	0	1	3	5	10
Δm , г	-	0,0069	0,0072	0,0060	0,0067
$K \times 10^{-24}$, г/атом O	-	6,39	6,76	5,56	4,41

По данным табл.1 построены графики зависимости удельных потерь массы образцов от концентрации нанопорошков, показанные на рис. 3 и рис. 4.

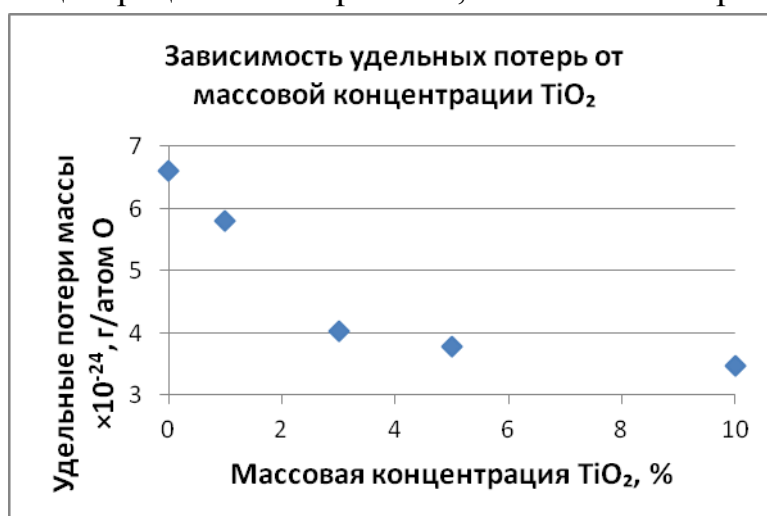


Рис. 3. Зависимость удельных потерь от массовой концентрации TiO_2



Рис. 4 Зависимость удельных потерь от массовой концентрации WC

В качестве контрольного значения удельных потерь берется значение, вычисленное для эпоксидной смолы без наполнителя. На графиках это точка со значением концентрации 0%.

Из графиков видно, что удельные потери имеют тенденцию уменьшаться с увеличением массовой концентрации порошков. При этом в случае наполнителя TiO_2 полученная зависимость имеет монотонный характер и показывает, что

при содержании наполнителя до 3% снижение потерь массы достаточно быстро, а при дальнейшем увеличении его содержания снижение потерь массы существенно замедляется. Для наполнителя WC наблюдается иной характер указанной зависимости, при этом одна точка на графике (при содержании наполнителя 3%) не лежит на общей зависимости, что может быть объяснено несовершенством структуры изготовленного образца.

Проведенные с помощью оптического и электронного микроскопов исследования структуры поверхности облученных участков образцов позволяют сделать вывод о том, что наблюдаемые различия зависимостей изменения скорости потерь массы от процентного содержания наполнителя (рис. 3, рис. 4) могут быть объяснены структурными особенностями агломератов, формирующихся в образцах из наноразмерных зерен наполнителя. При этом, как было отмечено, разброс размеров агломератов более значителен для образцов с наполнителем карбид вольфрама. Этим в определенной мере может быть объяснен выброс одной точки для графика на рис. 4, соответствующего данному наполнителю. Вместе с тем, для окончательного заключения необходимо провести более детальное исследование структуры образца на всей поверхности. При этом необходимо констатировать, что отмеченный выброс на графике значительно превышает систематические ошибки измерений, важнейшей из которых в данном случае является ошибка в определении массы образцов, составляющая $\pm 0,05$ мг.

Заключение

На основании проведенных экспериментальных исследований могут быть сделаны следующие выводы:

- полимерные композиты обладают более высокой стойкостью к разрушающему воздействию атомарного кислорода по сравнению с чистыми полимерными матрицами;
- стойкость полимерного композита зависит от вида и концентрации частиц наполнителя;
- для наноразмерных наполнителей наблюдается тенденция к образованию в полимерной матрице микроразмерных агломератов, от размеров и структуры которых существенно зависит потери массы образцов композитов.

1. Л.С. Новиков, В.Н. Черник. Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении.

2. X. Wang, X. Zhao, M. Wang, & Z. Shen. An Experimental Study on Improving the Atomic Oxygen Resistance of Epoxy Resin/Silica Nanocomposites. // WorldWideWeb: Wiley InterScience, 2007.

ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В СТРУКТУРАХ NiFe/IrMn/NiFe С РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ СЛОЯ IrMn.

Г.В. Бабайцев¹, И.О. Джунь²

¹Физический факультет МГУ; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
E-mail: kvyvg-george93@mail.ru

Обычно наблюдаемая в эксперименте петля гистерезиса ферромагнетика симметрична, однако в системе, где ферромагнетик (Ф) находится в контакте с антиферромагнетиком (АФ), может наблюдаться сдвиг петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля, возникающий вследствие обменного взаимодействия на границе раздела Ф и АФ слоев. Данный сдвиг получил название обменное смещение. В типичных структурах с обменным смещением тонкие слои ферромагнетика и антиферромагнетика могут находиться в двух альтернативных последовательностях Ф/АФ (ТР-структура) и АФ/Ф (ВР-структура). В данной работе рассматриваются структуры вида Ф/АФ/Ф (ТЛ-структуры), содержащие в себе одновременно ТР и ВР границы раздела Ф и АФ слоев. Из всего многообразия работ о зависимости обменного смещения от различных факторов, крайне мало результатов исследования поведения обменного смещения при малых толщинах АФ слоя в ТЛ структурах с одинаковыми материалами Ф слоев. В связи с этим в данной работе приводятся результаты изучения обменного смещения в ТЛ структурах Ф/АФ/Ф с различной толщиной антиферромагнитного слоя в диапазоне 2-10нм.

Методом магнетронного распыления в аргоне при давлении $3 \cdot 10^{-3}$ Тор были получены образцы вида Si/Ta(30нм)/Ni₇₅Fe₂₅(10нм)/Ir₃₀Mn₇₀(t_{AF})/Ni₇₅Fe₂₅(10нм)/Ta(30нм), где $t_{AF} = 2, 4, 6, 8,$ и 10 нм. В процессе осаждения структур в плоскости подложки было приложено магнитное поле величиной 420Э . Магнитные свойства образцов исследовались методом угловой зависимости ферромагнитного резонанса (ФМР). Ориентация образца относительно внешнего поля ФМР схематически представлена на Рис. 1, где ось абсцисс направлена вдоль направления магнитного поля, приложенного при осаждении. В хорошем приближении, справедливом при достаточно больших значениях намагниченности насыщения $4\pi M_s \gg H_r$, величина резонансного поля H_r определяется собственным резонансным полем Ф слоя H_{r0} , полем одноосной магнитной анизотропии H_K и полем однонаправленной анизотропии H_{EB} , вызванной взаимодействием АФМ и ФМ слоёв:

$$H_r = H_{r0} - H_{EB} \cos(\varphi - \alpha) - H_K \cos 2(\varphi - \beta) \quad (1)$$

где $H_{r0} = \left(\frac{2\pi f}{\gamma} \right)^2 \frac{1}{4\pi M_{eff}}$, углы α и β показаны на Рис. 1, H_A - внешнее поле ФМР.

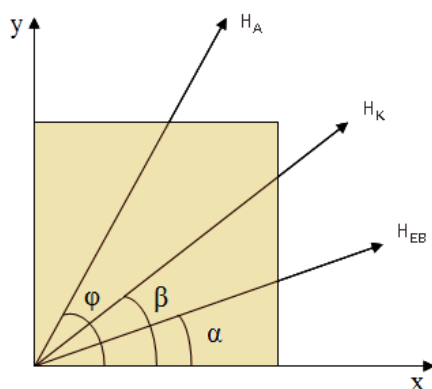


Рис.1. Схематическое изображение ориентации исследуемого образца относительно внешнего поля ФМР

На Рис.2 изображены полученные угловые зависимости резонансного поля для образцов с $t_{AF} = 2, 4$ (а) и $6, 8$ (б) нм. Экспериментальные точки аппроксимированы соотношением (1).

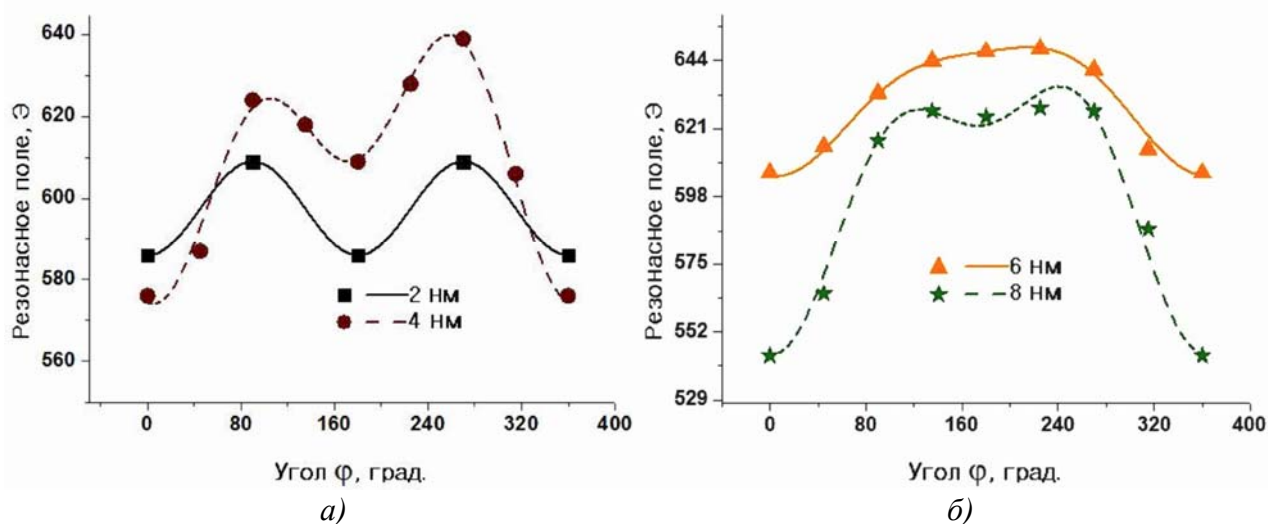


Рис.2. Угловые зависимости резонансного поля для образцов а) 2 и 4 нм б) 6 и 8 нм

Из анализа угловых распределений полей ФМР было выявлено, что угол β не играет существенной роли при аппроксимации, в отличие от угла α , роль которого мы можем наблюдать на Рис.3 для образца с $t_{AF} = 4$ нм.

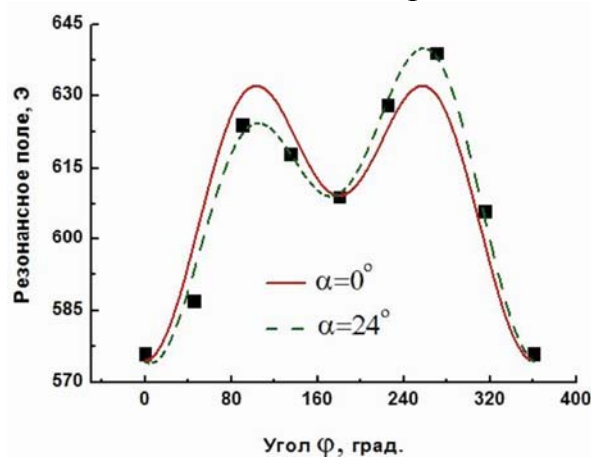


Рис.3. Угловые зависимости резонансного поля для образца с $t_{AF} = 4$ нм.

Так же при проведении измерений было обнаружено, что при $t_{AF} = 10$ нм в спектре ФМР поглощения начинают наблюдаться два резонансных пика (Рис.4

а), отвечающих верхнему и нижнему Φ слою. Следовательно, данный образец характеризуется двумя угловыми распределениями резонансных полей (Рис.4 б). Данный факт является следствием проявления различий в обменном взаимодействии на верхней (BS) и нижней (TS) границе раздела Φ и АФ слоев.

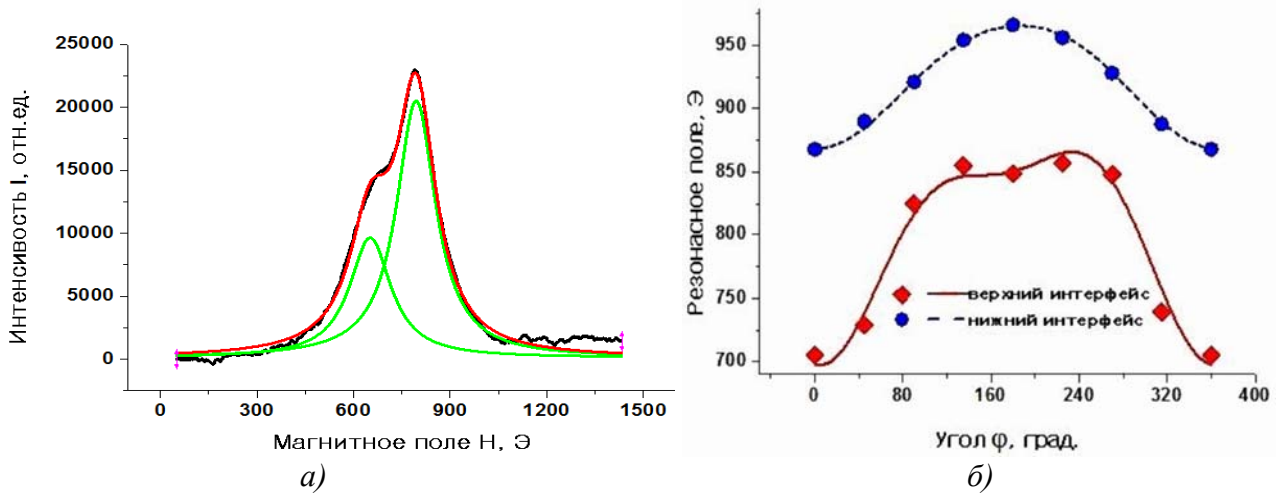


Рис.4. а) спектр ФМР поглощения для образца с $t_{AF} = 10$ нм при $\varphi = 0^\circ$ б) угловые распределения резонансных полей для образца с $t_{AF} = 10$ нм.

Аппроксимируя угловые распределения резонансных полей уравнением (1) мы определили зависимость величины обменного смещения H_{EB} от толщины АФ слоя (Рис.5). Из графика видно, что при $t_{AF} = 2$ нм обменное смещение отсутствует, а при $t_{AF} = 4$ нм начинается линейный рост величины. Также мы можем видеть различие величин обменного смещения на верхней и нижней границе раздела Φ и АФ слоев в образце с $t_{AF} = 10$ нм. Верхняя граница раздела характеризуется большей величиной обменного смещения (для удобства она выделена пунктирной синей линией).

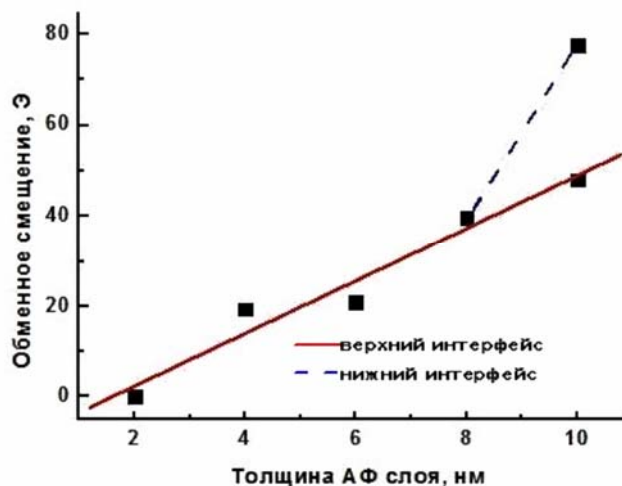


Рис.5. Зависимость обменного смещения от t_{AF} .

Зависимость угла отклонения направления обменного смещения от направления магнитного поля, приложенного при осаждении структур (угла α), представлена на Рис. 6. Из рисунка видно, что величина угла α максимальна при $t_{AF} = 4$ нм, что соответствует толщине АФ слоя, при которой

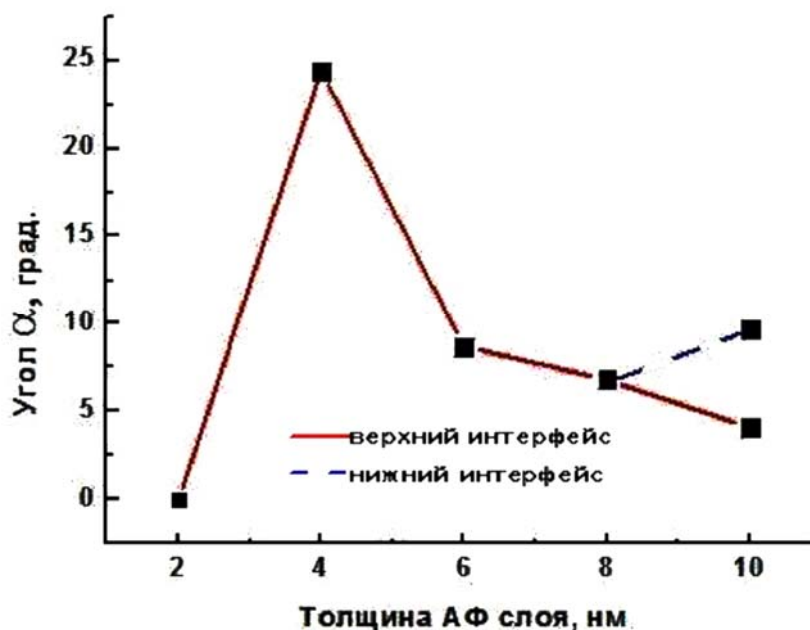


Рис.6. Зависимость угла α от t_{AF} .

появляется обменное смещение. Далее, с увеличением толщины образца, угол уменьшается и стремится к нулю.

Зависимость одноосной магнитной анизотропии H_K от толщины АФ слоя имеет осциллирующий характер до $t_{AF} = 8$ нм, далее величина анизотропии уменьшается для нижнего интерфейса и увеличивается для верхнего (Рис.7).

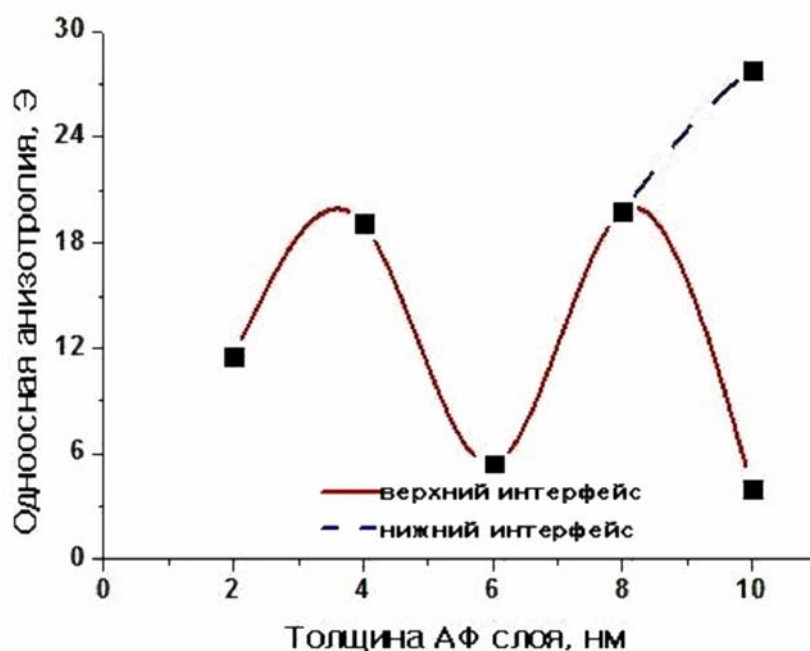


Рис.7 Зависимость одноосной магнитной анизотропии от t_{AF} .

Зависимость собственного резонансного поля от толщины АФ слоя представлена на Рис.8. В диапазоне толщин АФ слоя 2-8 нм величина собственного резонансного поля существенным образом не изменяется, в то время как при $t_{AF} = 10$ нм наблюдается ее резкое возрастание.

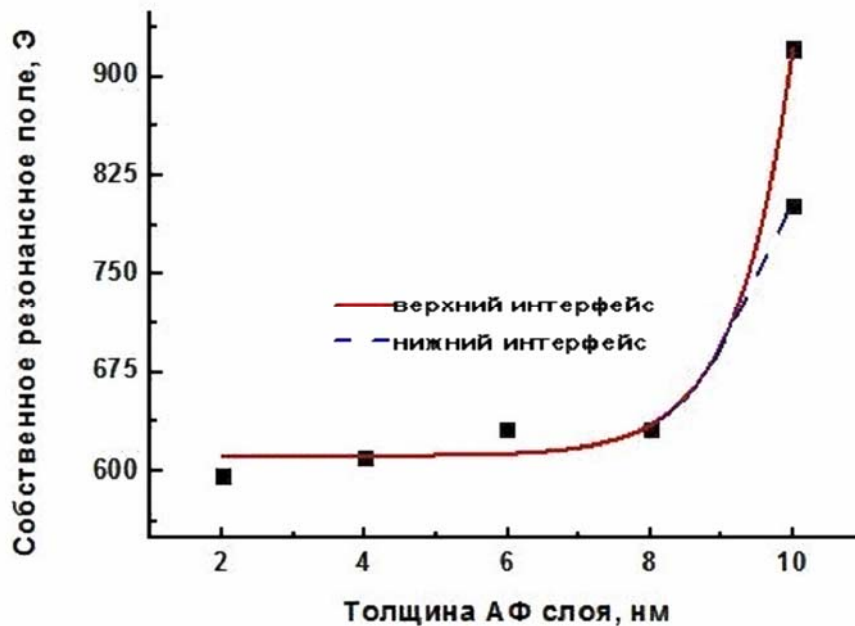


Рис. 8 Зависимость собственного резонансного поля от t_{AF} .

Таким образом, в данной работе была исследована взаимосвязь магнитных свойств многослойных структур типа Ф/АФ/Ф от толщины АФ слоя. Было показано, что обменное смещение появляется при толщине АФ слоя 4 нм, а далее линейно возрастает с увеличением толщины АФ слоя. В то же время, при толщине АФ слоя 4 нм угол отклонения направления обменного смещения от направления магнитного поля, приложенного при осаждении образцов максимален. Далее, при увеличении толщины АФ слоя, величина данного угла стремится к нулю. Также было показано, что структуры с толщиной АФ слоя 2-8 нм характеризуются одним пиком ФМР поглощения, в то время, как при толщине АФ слоя 10 нм наблюдаются два четко разделенных пика, отвечающих нижней и верхней границе раздела Ф и АФ слоев.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПУЧКА КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ НА БОРОСИЛИКАТНЫЕ СТЕКЛА ПРИ СКОЛЬЗЯЩИХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ

Р.Р. Рахматуллин, С.В. Урнов

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

E-mail: nadiradze@mai.ru

Боросиликатные стекла широко используются в аэрокосмической промышленности в качестве защитных покрытий солнечных батарей [1]. Если поверхность защитного стекла подвергается ионной бомбардировке, ее оптические свойства могут изменяться, изменяя тем самым, мощность батареи. Поэтому одной из проблем обеспечения функциональных характеристик защитных покрытий в процессе длительной эксплуатации в космосе является оценка влияния ионной бомбардировки на их оптические свойства.

В данной работе исследовалось воздействие потоков ксеноновой плазмы с энергией ионов до 300 эВ на боросиликатные стекла типа К208 (Россия) и SMG100 (QIORTIC, Англия). Условия облучения по углам падения и энергии ионов были приближены к реальным, плотность тока превышала реальные значения. Эксперименты проводились на стенде ПП-2 Московского Авиационного Института. В качестве источника ионов использовался двигатель с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения типа СПД-50 [2]. В данном источнике плазма создается за счет газового разряда, осуществляемого в коаксиальном канале разрядной камеры с внешним диаметром 50 мм. Источник ионов работал на Хе при разрядном токе 1.4 А и ускоряющем напряжении 300 В. Ионы в струе имеют энергетическое распределение близкое к распределению Максвелла при средней энергии 200-250 эВ. Контроль плотности ионного тока производился с помощью двухсеточного зонда (энергоанализатора), установленного на расстоянии 425 мм и под углом 20 градусов к оси источника.

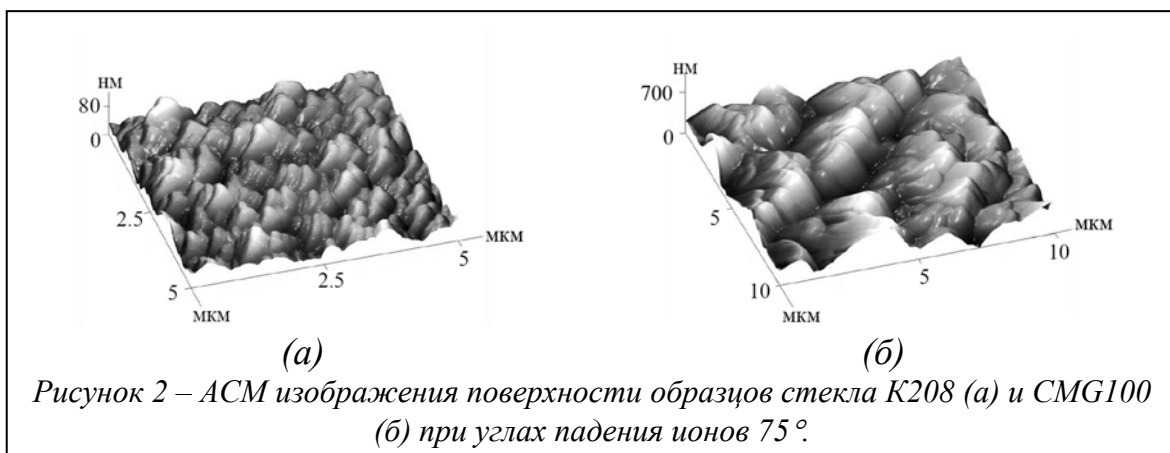
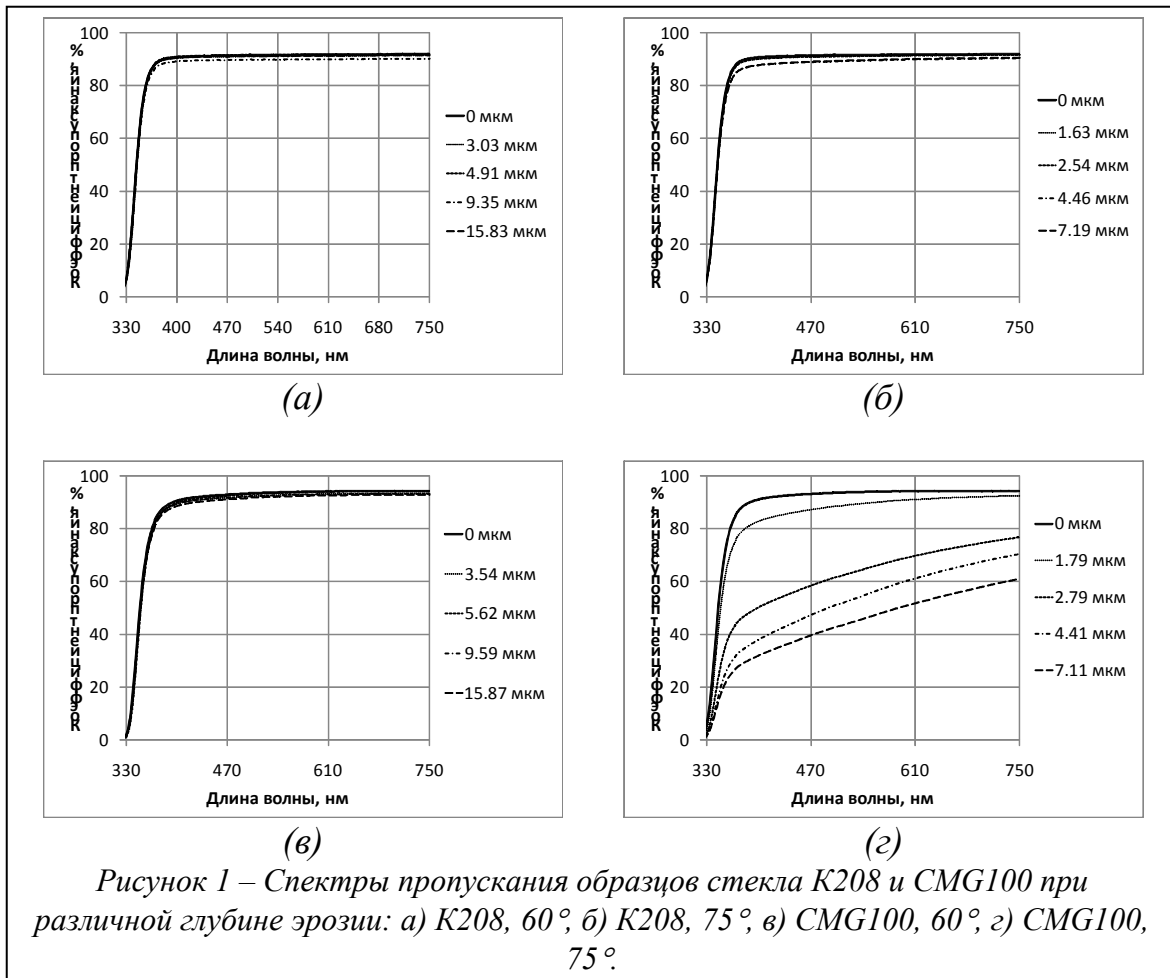
В эксперименте были использованы образцы стекла К208 размером 37.3×76.3 мм и толщиной 130 мкм и стекла SMG100 толщиной 100 мкм двух типоразмеров - 37.3×76.3 мм и 39.8×69.2 мм. Стекло SMG100 имело антиотражающее покрытие MgF_2 толщиной 110 нм. Образцы устанавливались под углом 60° и 75° градусов к потоку ионов на расстоянии 425 мм от источника. Одновременно облучалось 4-6 образцов стекла. Плотность ионного тока находилась в пределах 0.1 - 0.4 мА/см². Температура образцов во время эксперимента не превышала 95°С.

Время облучения образцов составляло 5, 10 и 15 часов. Некоторые образцы облучались многократно для набора требуемого флюенса. До и после каждого облучения измерялись спектры пропускания стекла с использованием спектрофотометра Specord 40 и масса образцов с использованием прецизионных весов МВ 210-А. По изменению массы рассчитывалась глубина эрозии. В результате были получены зависимости изменения оптических свойств стекла от глубины эрозии.

На рис. 1 приведены спектры направленного пропускания (измеренные по нормали к поверхности) стекол К208 и SMG100 после воздействия потока ускоренных ионов при углах падения 60° и 75° и различной глубине эрозии. Из этих рисунков видно, что изменения коэффициента пропускания стекла К208 при угле падения 60° незначительны, какой-либо зависимости от глубины эрозии не наблюдается. При угле падения 75° потери несколько возрастают и начинает просматриваться тенденция роста потерь от глубины эрозии. Совсем иначе ведет себя стекло SMG100. При угле падения 60° наблюдается небольшое снижение пропускания (в пределах 1-2%), связанное, по-видимому, с распылением просветляющего покрытия. Однако при угле падения 75° потери резко возрастают, наблюдается ярко выраженная зависимость потерь от глубины эрозии.

Для выяснения причин изменения коэффициента пропускания стекол SMG100 и К208, облученные образцы были исследованы на атомно-силовом

микроскопе Solver Pro — М (NT-MDT, Россия). Результаты этих исследований приведены на рис. 2.



Как можно видеть из рис. 2, максимальная высота неровностей на поверхности стекла CMG100 достигает 700 нм, в то время как на K208 она почти на порядок величины меньше и составляет около 80 нм.

Если предположить, что ослабление направленного светового потока обусловлено рассеянием света на неровностях, то величину ослабления можно оценить по хорошо известной формуле [3]:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{h^2}{\lambda^2}\right), \quad (1)$$

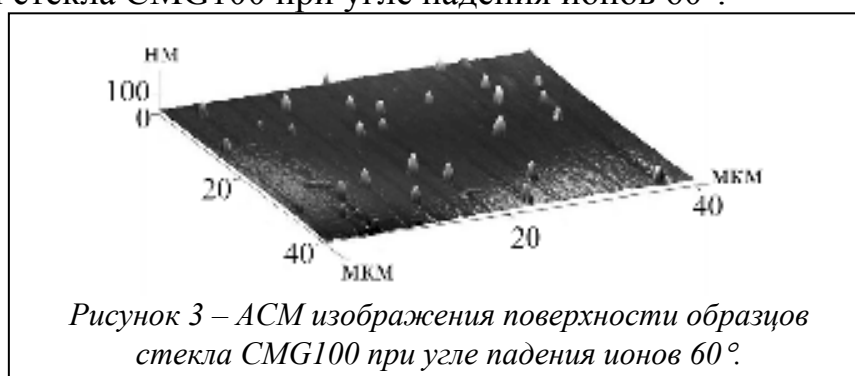
где I и I_0 – интенсивность прошедшего и падающего излучения, соответственно; h – высота неровностей; λ – длина волны падающего излучения.

Оценки по (1) показывают, что при высоте неровностей порядка 80 нм ослабление светового потока для $\lambda = 540$ нм составляет около 2-3%, а при $h = 700$ нм ослабление возрастает до 60%. Этот результат хорошо согласуется с данными рис. 1 из чего можно сделать вывод о том, что ослабление света обусловлено именно рассеянием на неровностях, а поглощение света в измененном слое незначительно.

Столь сильное отличие высоты неровностей на стеклах CMG100 и K208 связано, по-видимому, с отличием их элементного состава и структуры. Вместе с тем, форма неровностей на обоих стеклах примерно совпадает, что говорит об идентичности механизмов формирования рельефа.

Отметим, что подобная форма неровностей наблюдалась в экспериментах [4] при бомбардировке кремния ионами Ag^+ , Ne^+ , там же была обнаружена зависимость амплитуды неровностей от концентрации примесей в кремнии, хотя амплитуда неровностей составляла около 2-3 нм.

Отсутствие изменений пропускания при угле падения ионов 60° объясняется тем, что при таких углах падения рельеф на поверхности стекла не образуется. Это подтверждается рис. 3, на котором представлены АСМ изображения стекла CMG100 при угле падения ионов 60° .



Измерения показали, что основная часть поверхности стекла, облученного под углом 60° , имеет очень низкую шероховатость ($Ra = 1.5$ нм). Максимальная высота неровностей составляет при этом 5-10 нм. В некоторых местах на поверхности происходит образование одиночных конических выступов (возможно, вискеро́в [5]), высотой до 50-100 нм. Очевидно, что такие изменения не могут оказывать значительное влияние на светопропускание стекла, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при скользящих углах падения (75°) на поверхности стекла CMG100 может развиваться микрорельеф с высотой неровностей до 500-600 нм, приводящий к

существенному изменению оптических свойств стекла. Максимальное изменение коэффициента направленного пропускания для стекла CMG100 на длине волны 540 нм составляет около 60%. На стекле K208 также происходит образование рельефа, однако высота неровностей существенно меньше – 60-80 нм, что не приводит к заметным изменениям светопропускания. Отличие высоты неровностей на стеклах CMG100 и K208 объясняется отличием их структуры и элементного состава. При меньших углах падения (60°) рельеф на поверхности стекол не образуется, что говорит о наличии некоторого критического угла падения ионов, начиная с которого начинается рост рельефа на поверхности.

1. В.А. Летин, Л.С. Гаценко, Т.А. Агеева Т.А, В.Ф. Суркова Защитные покрытия солнечных батарей космических аппаратов с большим ресурсом. Автономная энергетика, Технический прогресс и экономика. Вып. 24-25, 2008-2009, стр.3-14.
2. С.Д. Гришин, Л.В. Лесков Электрические ракетные двигатели. – М.:Машиностроение, 1989.
3. А.С. Топорец Оптика шероховатой поверхности. – Л.: Машиностроение, 1988.
4. Черныш В.С., Патракеев А.С., Солдатов Е.С., и др. // Формирование нанорельефа при ионном облучении поверхности германия и кремния. – Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2007. № 12. С. 25-29.
5. Л.Б. Беграмбеков Процессы в твердом теле под действием ионного и плазменного облучения: Учебное пособие. – М.: МИФИ, 2008. – 196 с.

СТП-ДЕТЕКТОРЫ С ПОДСЛОЕМ ИЗ β -ТАНТАЛА

М.Г. Козин¹, И.Л. Ромашкина¹, И.О. Смирнова-Пинчукова¹,
В.П. Кошелец², Л.В. Филиппенко²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

²Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН

E-mail: io.pinchukova@physics.msu.ru

СТП-детекторы — это сверхпроводящие туннельные переходы, представляющие из себя два сверхпроводящих электрода, разделенных диэлектрическим барьером. Падающее излучение или частицы разрушают куперовские пары с образованием квазичастиц. Для детектирования измеряется квазичастичный ток через переход, который тем больше, чем больше образовалось квазичастиц, то есть чем больше была энергия, например, падающего рентгеновского излучения. Особенность детекторов, с которыми мы проводили измерения, в том, что был введен новый материал — β -тантал. Послойная структура детектора снизу вверх: β -Ta/Nb/Al, AlOx/Al/Nb/NbN, где толщина каждого слоя 30/100/8/13/150/30 нм соответственно. В данной структуре оксид алюминия играет роль барьера-изолятора, ниобий — основного сверхпроводящего материала, β -Ta выполняет функцию ловушки квазичастиц нижнего электрода, что позволяет регистрировать сигнал только верхнего электрода, а NbN выполняет функцию отражающего материала и

препятствует гибели квазичастиц [1]. Использовался чип с пятью квадратными переходами разного размера: со сторонами 20, 50, 100, 120 и 150 μm .

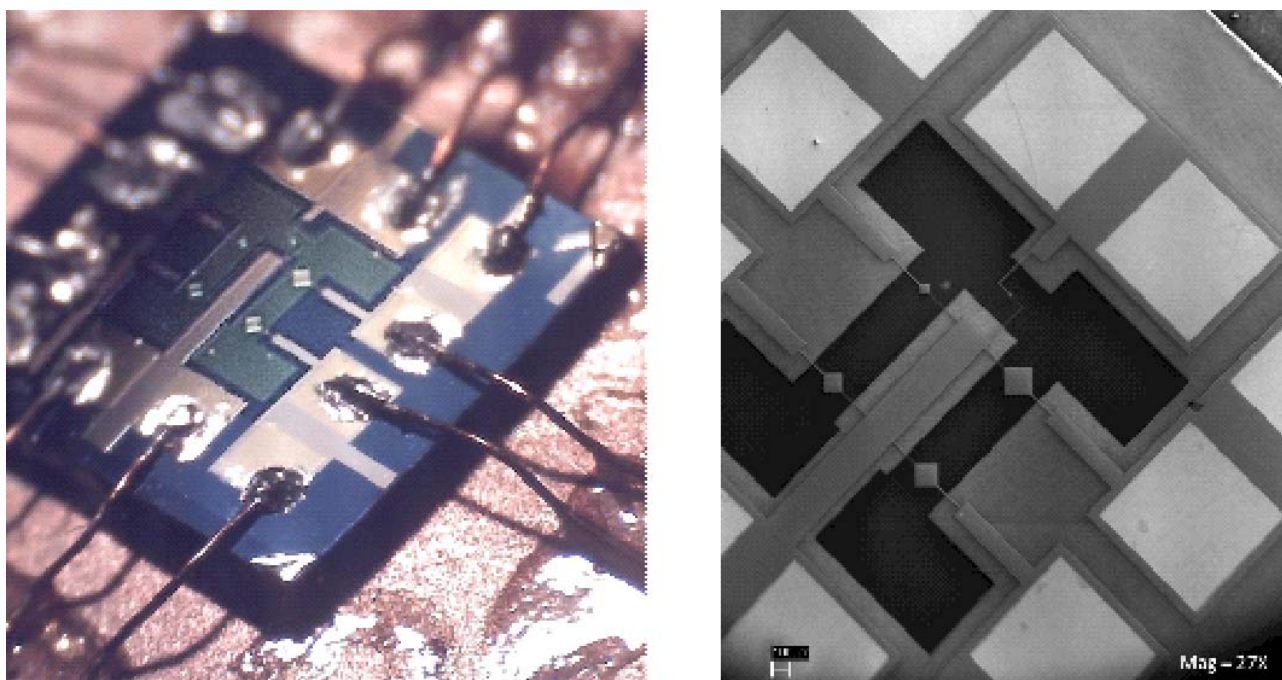


Рис 1. Фотография чипа с пятью СТП-детекторами разного размера, сделанная с помощью USB-микроскопа (слева) и с помощью электронного микроскопа (справа).

На вольт-амперной характеристике сверхпроводящего туннельного перехода (рис. 2) хорошо заметен ток Джозефсона (ток, связанный с туннелированием куперовских пар), возрастание тока при напряжении, равном значению суммы энергетических щелей верхнего и нижнего электродов и ветвь нормального сопротивления, которая соответствует разрушению сверхпроводимости [2].

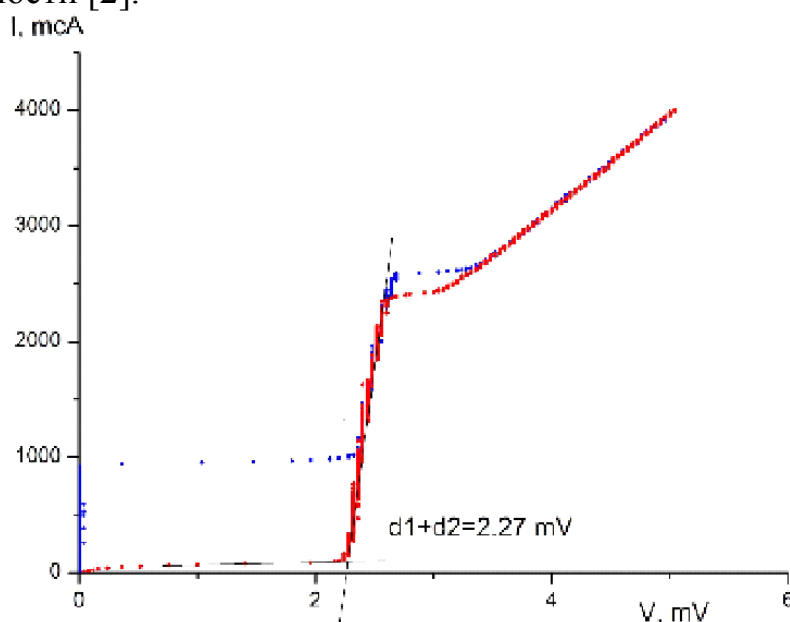


Рис. 2. Вольт-амперная характеристики СТП-детектора. Прямая ветвь обозначена синими точками, обратная — красными. На прямой ветви наблюдается ток Джозефсона.

Для наблюдения квазичастичной ветви необходимо подавить джозефсоновский ток, прикладывая магнитное поле в плоскости СТП-детекторов (рис. 3). Так же магнитное поле сглаживает резонансы Фиске — явление, связанное с конечными размерами перехода, от краев которого может отражаться излучение и возбуждать резонансные моды. В этом случае на вольт-амперной характеристике мы видим ступеньки. При снижении температуры на вольт-амперной характеристике наблюдаются следующие особенности — разность щелей, щель нижнего электрода, щель верхнего электрода и сумма щелей.

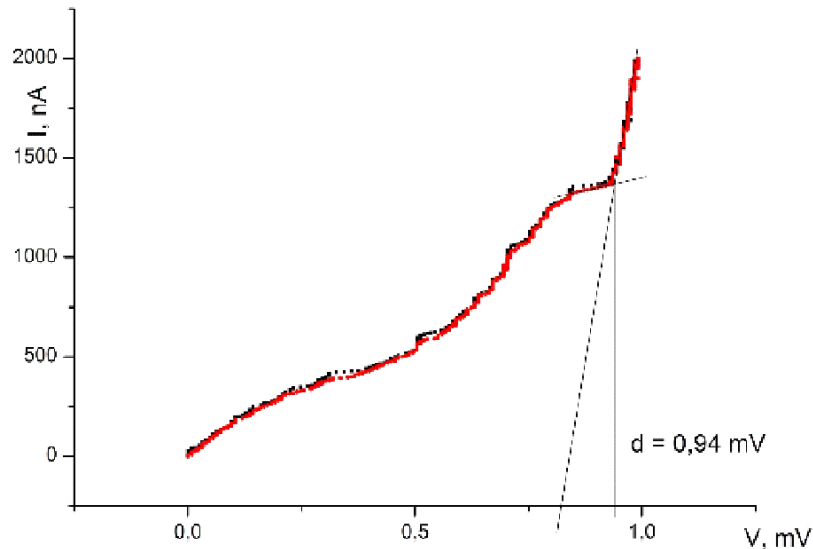


Рис. 3. Представление энергетической щели верхнего электрода на вольт-амперной характеристике.

Немаловажным результатом работы является то, что β -тантал (обычно используется титан) в качестве подслоя нижнего электрода не ухудшает качество перехода и полностью выполняет требуемые задачи. Главным результатом данной работы является полученная зависимость вольт-амперной характеристики от магнитного поля. Видно, что при увеличении магнитного поля сверхпроводимость подавляется и вольт-амперные характеристики смещаются влево. Также получено значение ширины энергетической щели верхнего электрода для каждой вольт-амперной характеристики и построена зависимость этой величины от магнитного поля (рис. 5). Теоретически зависимость ширины щели однородной тонкой пленки в магнитном поле описывается следующей формулой [3]:

$$\left(\frac{\Delta(T, H_0)}{\Delta(T, 0)} \right)^2 = 1 - \left(\frac{H_0}{H_C(T)} \right)^2$$

Необходимо помнить, что в данной работе мы имеем структуру, состоящую из напыленных тонких пленок алюминия и ниобия, а сверхпроводимость алюминия разрушается при гораздо меньшем значении магнитного поля, чем у ниобия. Не исключено, что «проседание» зависимости в сравнении с теоретической обусловлено влиянием эффекта близости в многослойном электроде.

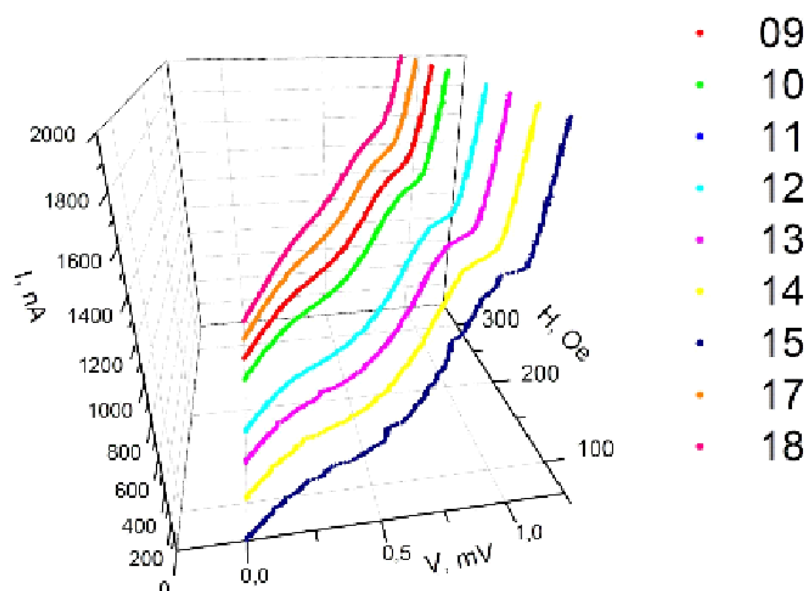


Рис. 4. Зависимость вольт-амперных характеристик СТП-детектора от магнитного поля.

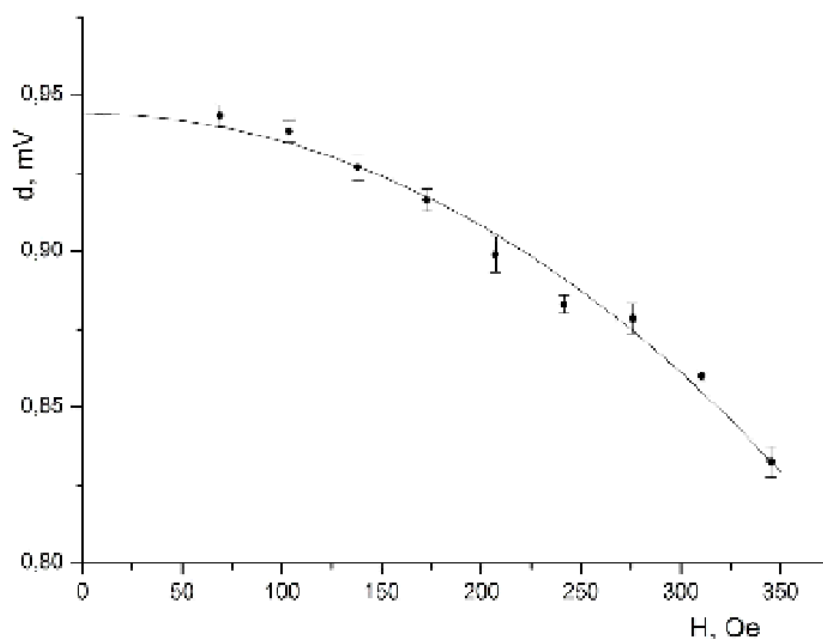


Рис. 5. Зависимость ширины энергетической щели верхнего электрода от магнитного поля.

1. М.Г. Козин, И.Л. Ромашкина, В.П. Кошелец, Л.В. Филиппенко. СТП-детектор рентгеновского излучения с подслоем из β -тантала. Известия РАН. Серия физическая, 2013, No 6, с. 290.
2. I. Giaever. Electron Tunneling Between Two Superconductors. Phys. Rev. Letters 5, 1960, p 464.
3. Л. Солимар. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М., Мир, 1974, 428 с.

ГРАФИТИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ АЛМАЗА ПРИ ВЫСОКОДОЗОВОМ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Н.Н. Андрианова^{1,2}, А.М. Борисов^{1,2}, В.А. Казаков^{2,3},
Е.С. Машкова¹, В.П. Попов^{4,5}, Ю.Н.Пальянов^{6,7}, Р.Н. Ризаханов³, С.К. Сигалаев³

*¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова; ² МАТИ-российский государственный технологический университет имени К.Э. Циолковского; ³ ГНЦ - ФГУП «Исследовательский центр имени М.В. Келдыша»; ⁴ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова; ⁵ Национальный Исследовательский Томский Государственный Университет; ⁶ Институт геологии и минералогии им.В.С. Соболева; ⁷ Новосибирский государственный университет
E-mail: nanocentre@kerc.msk.ru, anatoly_borisov@mail.ru*

Графитизация алмазных материалов представляет значительный интерес для создания приборов со структурами алмаз-графит. Фокусированные ионные пучки, применяемые для создания микроструктур, могут также использоваться для формирования в алмазе заглубленных аморфных слоев толщиной в несколько нанометров [1]. Отжиг в вакууме после облучения грани (001) алмаза приводит к нанокристаллической графитовой фазе с доминирующей ориентацией кристаллографической оси *c* графита по нормали к поверхности [2]. Недавно было показано, что под воздействием высоких давлений и температуры на облученную грань (111) алмаза формируется заглубленный слой высокоориентированного графита [3,4], а под действием высокодозового облучения в алмазоподобных покрытиях (DLC) образуется слой аморфного углерода с областями микрокристаллического графита [5].

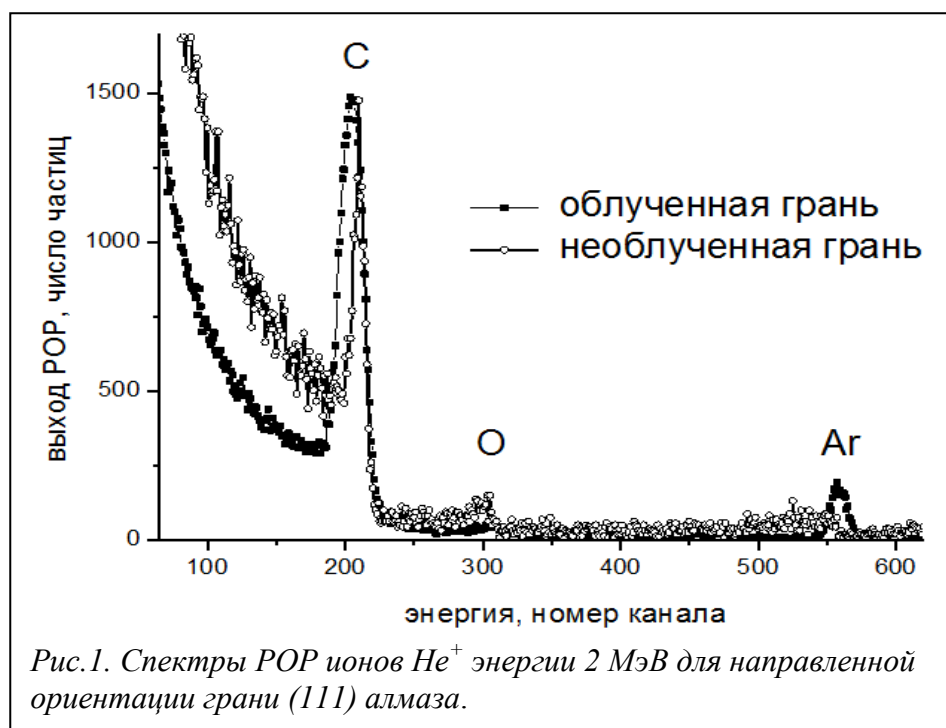
Можно ожидать, что для алмаза, как и для ряда полупроводников и графитов [6], имеется температура динамического отжига радиационных нарушений T_a , и облучение при $T > T_a$ к аморфизации не приводит. Можно также предположить, что облучение при повышенных температурах будет приводить к графитизации, как это отмечалось для неграфитирующихся углеродных материалов типа стеклоуглерода [7] и углеродных волокон на основе вискозы [8]. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования высокодозовой ионно-лучевой модификации монокристаллического синтетического алмаза при повышенных температурах с использованием ионных пучков и методов оптической спектроскопии.

В эксперименте облучение грани (111) синтетического алмаза 1b проводили ионами аргона энергии 30 кэВ по нормали к поверхности на установке масс-монохроматор НИИЯФ МГУ [9] по методике, аналогично используемой в [7,8]. Плотность ионного тока составляла ~ 0.3 мА/см² при поперечном сечении пучка 0.3 см², флюенс облучения $\sim 10^{19}$ ион/см², с медленным подъемом температуры мишени от комнатной до 400°С.

Исследования модифицирования поверхности проводили методом спектроскопии резерфордского обратного рассеяния (ROR) в геометрии каналирования и на рамановском спектрометре HoribaJobinYvon T64000.

Спектры комбинационного рассеяния (КР) измеряли как при $\lambda_{\text{л}} = 488$ нм, так и при $\lambda_{\text{л}}/2 = 244$ нм в режиме удвоения частоты.

На рис.1 приведено сравнение спектров РОР для облученной и необлученной граней алмаза в геометрии осевого каналирования $\langle 111 \rangle$. Нормировка спектров проведена на амплитуду поверхностного пика углерода. В обоих случаях каналирование вызывает уменьшение выхода РОР от нижележащих слоев углерода более чем в 3 раза. Облучение ионами аргона приводит к более широкому поверхностному пику углерода и пику, обусловленному имплантированным аргоном. Ширина последнего соответствует расчетному проективному пробегу (~ 30 нм) ионов аргона в углероде с атомной плотностью алмаза. Максимальная концентрация имплантированного аргона составляет около 1 ат. %. Такой профиль аргона, а также уширенный поверхностный пик углерода для облученной грани алмаза говорят об отсутствии каналирования в поверхностном слое кристалла, о его кардинальных структурных изменениях.



Таковыми структурными изменениями может быть не только аморфизация поверхностного слоя, происходящая при ионной имплантации алмаза при комнатной температуре [1,10,11], но также и отмеченные во введении процессы формирования графитовой фазы и подтверждаемые низким удельным электрическим сопротивлением поверхностного слоя облученного образца.

Образование проводящего слоя проявляется на КР-спектрах в виде широкой полосы с максимумом, близким к положению характерного для графитов G-пика с рамановским смещением $\Delta k = 1580 \text{ см}^{-1}$ [12], при этом интенсивность узкого КР-пика алмаза при $\Delta k = 1332 \text{ см}^{-1}$ уменьшается на порядок, а его полуширина практически не изменяется, рис.2. Такие изменения в КР-спектрах наблюдали как при $\lambda = 488$ нм, так и при $\lambda = 244$ нм. В

последнем случае интенсивность G-полосы относительно интенсивности КР-пика алмаза выше.

Практически важным является вопрос о степени упорядочения sp^2 -углерода в сформированном при повышенной температуре изменённом поверхностном слое алмаза. Высокодозовое облучение углеродных материалов с sp^2 гибридизацией атомов углерода приводит в рассматриваемых условиях ионного облучения к сильному, вплоть до аморфизации разупорядочению структуры при температурах облучения, меньших T_a и динамическому отжигу радиационных нарушений при $T > T_a$ со значением T_a от 120 до 200 °С, зависящим от типа углеродного материала. Это явление приводит к

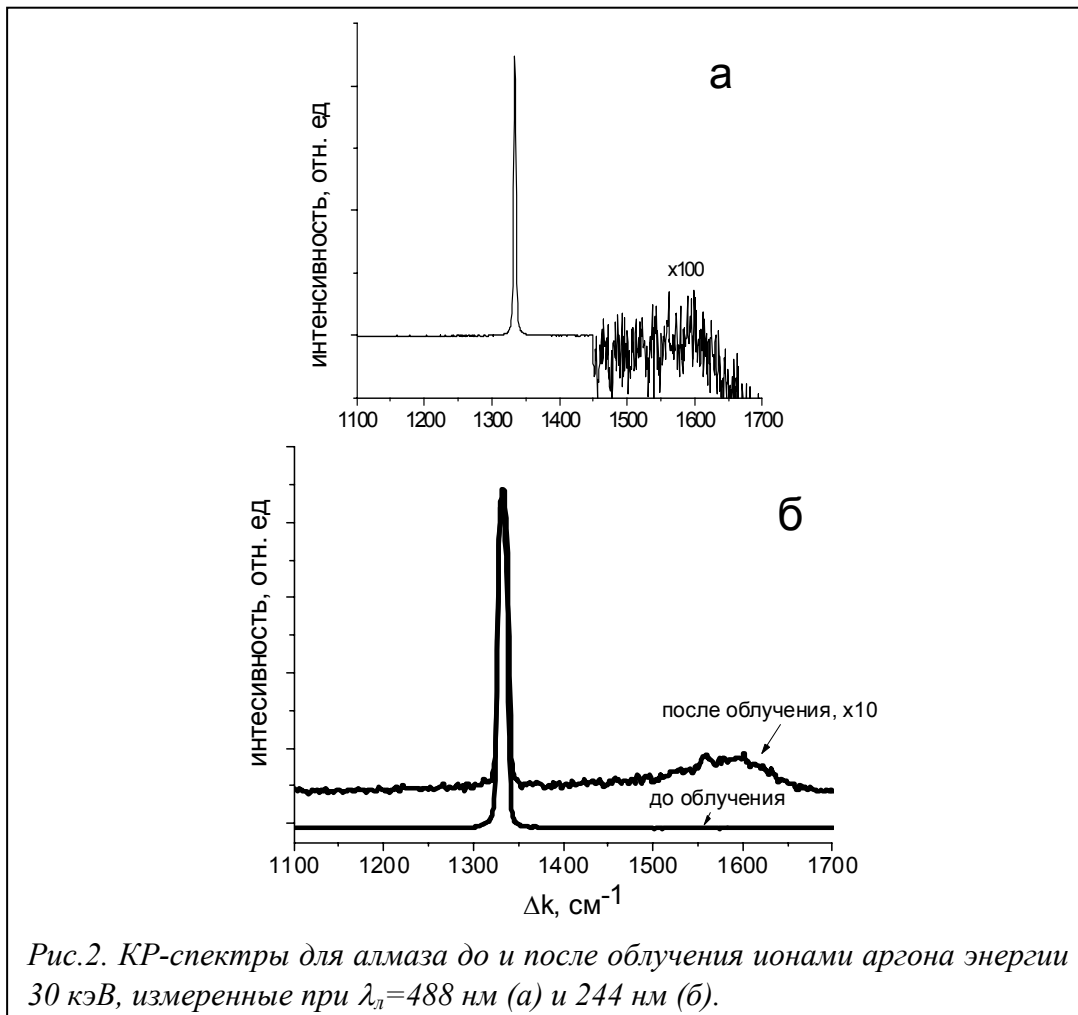


Рис.2. КР-спектры для алмаза до и после облучения ионами аргона энергии 30 кэВ, измеренные при $\lambda_l=488$ нм (а) и 244 нм (б).

характерному ступенчатому скачку при $T = T_a$ на температурной зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии $\gamma(T)$, связанному с увеличением длины свободного пробега электронов при переходе от разупорядоченной структуры материала при $T < T_a$ к нано- или поликристаллической структуре при $T > T_a$ [6].

Если предположить трехмерное упорядочение графита в исследованном поверхностном слое, изменённым ионным облучением при температуре 400°С, то можно было ожидать появление характерного скачка на температурной зависимости $\gamma(T)$. Однако в эксперименте наблюдали лишь монотонный рост γ с температурой. Аналогичное монотонное возрастание для углеродных

материалов наблюдали для аморфного углеродного волокна на основе вискозы и связывали с процессом графитации поверхностного слоя волокна при повышенных температурах ионного облучения [8]. Таким образом, можно предположить следующую зависимость высокодозовой ионно-лучевой модификации поверхности алмаза от температуры. Облучение при комнатной температуре приводит к аморфизации поверхностного слоя. При повышении температуры происходит частичное упорядочение sp^2 -углерода, т.е. графитация с образованием турбостратного графита, с возрастающей с температурой облучения степенью графитации.

Полученные результаты оптической спектроскопии подтверждают предположение об образовании на поверхности алмаза тонкого слоя турбостратного графита при ионном облучении при температуре 400°C . Действительно, учитывая относительно большое значение скин-слоя при отражении света алмазом света (10^2 нм при $\lambda_{\text{л}} = 514$ нм [13]), КР-спектры облученного алмаза на рис. 2 свидетельствуют о комбинационном рассеянии от тонкого слоя турбостратного графита на алмазной подложке.

1. Rubanov S., Suvorova A. // *Diam. Relat. Mater.* 2011. V.20. P.1160.
2. Hickey D.P. et al. // *Diam. Relat. Mater.* 2006. V.18. P.1353.
3. Popov V.P., Antonov V. A., Safronov L. N. et al. // *AIP Conf. Proc.* 2012. V.1496. P. 261.
4. Popov V.P., Safronov L.N., Naumova O.V. et al. // *Nucl.Instrum.Methods in Phys.Res. B.*2012. V.282. P.100.
5. Philipp P et al. The origin of conductivity in ion-irradiated diamond-like carbon – Phase transformation and atomic ordering. *Carbon* (2014), <http://dx.doi.org/10.1016/j.carbon.2014.09.012>
6. Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Машкова Е.С.// *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтр. исследования.* 2007. № 1. С.58.
7. Andrianova N.N., Borisov A.M., Mashkova E.S., Virgiliev Yu.S. // *Nucl.Instrum.Methods in Phys.Res. B.* 2013. V.315. P.240.
8. Андрианова Н.Н., Бейлина Н.Ю., А.М.Борисов и др. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2014. №3. С. 15.
9. Mashkova E.S., Molchanov V.A. *Medium-energy ion reflection from solids.* North-Holland, Amsterdam. 1985. 444p.
10. Герасимов А.И., Зорин Е.И., Павлов П.В., Тетельбаум Д.И. / В сб.: *Физические основы ионно-лучевого легирования.* Горький. Горьковский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, ГИФТИ, 1972. С. 116.
11. Kiselev N.A., Huthison J.L., Roddatis V.V. et al. // *Micron.* 2005. V.36. P.81.
12. Харрис П. *Углеродные нанотрубы и их родственные структуры.* Новые материалы XXI века. М.: Техносфера, 2003. 336 с.
13. Prawer S., Nemanich R.J. // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 2004. V.362. P. 2537

МНОГОСЛОЙНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ОТ ПРОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.П. Чирская^{1,2}, Е.Н. Воронина¹, 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

Постановка задачи

Одним из видов радиационно-защитных композитов являются многослойные экраны из чередующихся слоев материалов [1,2]. Физические принципы выбора материалов многослойных экранов аналогичны принципам, используемым при разработке радиационно-защитных композитных материалов, однако в этом случае существенную роль в ослаблении воздействующего потока ионизирующего излучения играют последовательность расположения и толщина слоев материалов с различными физическими характеристиками.

Ранее в работе [3] было показано, что последовательность чередования слоев легкого (Al) и тяжелого (W) металлов в составе двухслойного экрана оказывает существенное влияние на параметры ослабления воздействующих на экраны потоков электронов и протонов. В данной работе подобная двухслойная структура из W и Al была использована в качестве модельного объекта, с помощью которого исследовалась роль последовательности чередования и количества слоев при прохождении протонов. Толщины слоев и энергии падающих частиц подбирались таким образом, чтобы наиболее ярко проиллюстрировать эффекты, возникающие при изменении последовательности чередования материалов. Для структур из Al и W с толщиной слоев 50 мкм был произведен расчет прохождения протонов с энергией 6 МэВ, а также для однородного экрана из «сплава» Al–W с эквивалентным двухслойному экрану массовым содержанием атомов W и Al. Дополнительные расчеты проводились для структур Al–W с толщинами слоев 0,1–100 мкм при энергиях протонов 50 кэВ – 10 МэВ.

Моделирование прохождения потоков протонов через экраны производилось с использованием программных комплексов GEANT4 [4] и TRIM [5]. В качестве параметра, характеризующего защитные свойства экранов, использовался коэффициент ослабления потока ионизирующего излучения P/P_0 , где P_0 – полный поток энергии излучения; P – прошедший за защитный экран поток излучения.

Результаты и обсуждение

По результатам выполненных расчетов более эффективным оказался экран, в котором первым располагался более тяжелый материал. Число прошедших протонов для обеих структур отличалось незначительно (менее 1%), но эффективность поглощения энергии в случае W/Al оказалась на ~10% выше. На рис. 1 представлены энергетические спектры протонов после прохождения

двухслойных структур Al/W и W/Al с толщиной 50 мкм и однослойных экранов толщиной 100 мкм из Pb и сплава Al–W. Из рисунка видно, что спектр протонов оказывается более ослабленным после прохождения экрана W/Al.

Анализ полученных результатов показал, что при энергиях протонов 1–10 МэВ основной вклад в потери энергии налетающими частицами дают ионизационные потери, а процессы обратного рассеяния ослаблены. Рис. 1б иллюстрирует различие в спектрах протонов, прошедших через Al/W и W/Al структуры. Хорошо видно, что, как и в случае электронов, основное изменение спектра протонов происходит в слое W, поскольку ионизационные потери в W и Al протонов существенно отличаются.

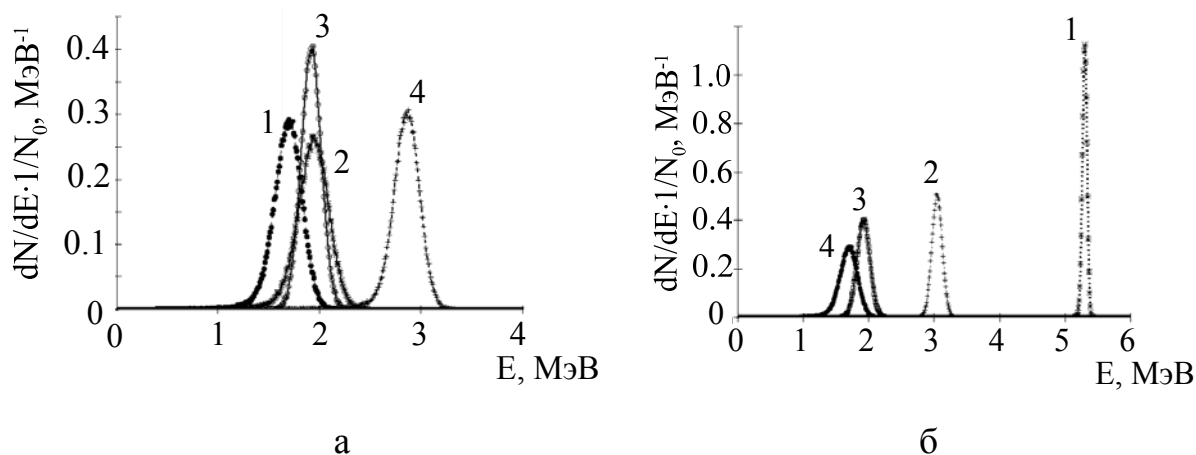


Рис. 1. Спектры протонов с энергией 6 МэВ после прохождения двухслойных структур Al/W и экранов из Pb и сплава W и Al (а): 1 – W/Al; 2 – сплав Al и W; 3 – Al/W; 4 – Pb; и после прохождения первого и второго слоя структур Al/W и W/Al (б): 1 – Al/W после слоя 1; 2 – W/Al после слоя 1; 3 – Al/W после слоя 2; 4 – W/Al после слоя 2

Величины относительного потока энергии прошедших через экраны протонов показаны на рис. 2. Для сравнения на рисунке также приведены значения относительного потока энергии прошедших протонов для экранов из Pb и Al толщиной 100 мкм и для W толщиной 57 мкм. Последний вариант соответствует случаю однородного экрана из W с массой, равной массе двухслойного экрана W/Al с толщиной слоев 50 мкм. Экран из Al толщиной ~407 мкм, масса которого равна массе двухслойного экрана W–Al, и экран из W толщиной 100 мкм полностью поглощают поток протонов с энергией 6 МэВ. Однако в первом случае мы получаем значительный проигрыш в габаритах экрана по сравнению с экраном W–Al, а во втором – проигрыш в массе экрана.

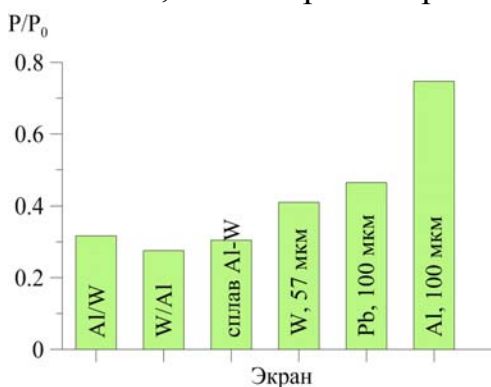


Рис. 2. Относительный поток энергии протонов после прохождения через экраны из различных материалов

Аналогичные расчеты были выполнены для двухслойных структур W–Al с толщинами 0,1–100 мкм при энергиях протонов 50 кэВ – 10 МэВ с помощью программных комплексов GEANT и TRIM. По мере уменьшения энергии налетающих частиц возрастает роль процессов обратного рассеяния (рис. 3а). Полученные результаты также продемонстрировали более высокую эффективность экрана W/Al (рис. 3б).

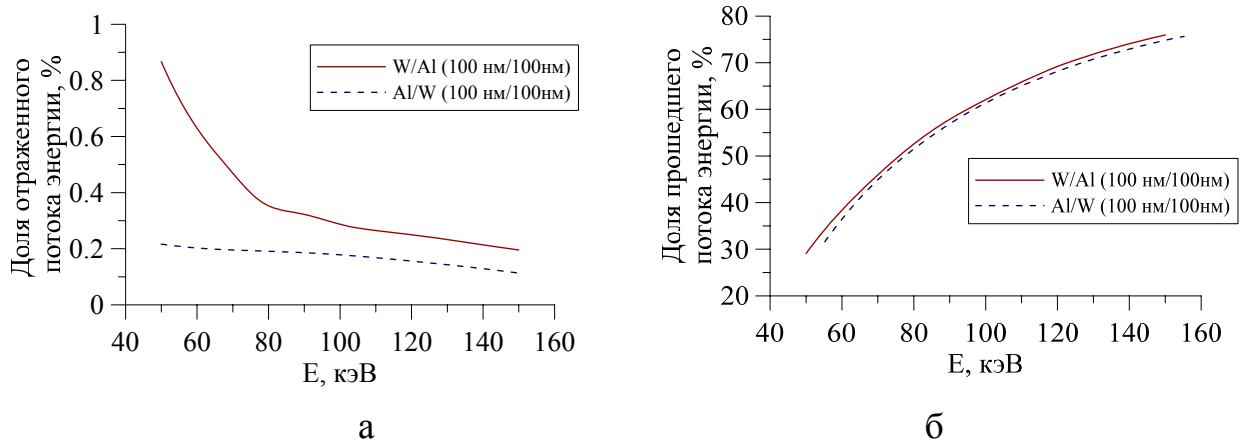


Рис. 3. Доля рассеянного назад (а) и прошедшего за экран (б) потока энергии протонов в зависимости от их энергии и порядка чередования материалов в экране с толщиной слоев 100 нм

Из приведенных в работе [3] результатов видно, что при выбранных параметрах экранов и энергиях частиц эффект чередования материалов наиболее ярко проявляется в случае воздействия на экран протонов. Поэтому исследование роли количества чередующихся слоев в экране проводилось с использованием потока протонов. Схожие результаты были получены для потоков электронов, однако в этом случае эффект выражен слабее. На рис. 4 показаны рассчитанные значения относительного потока энергии прошедших через многослойные экраны из W и Al протонов с исходной энергией 6 МэВ в зависимости от количества чередующихся слоев. При этом суммарная толщина экрана оставалась неизменной.

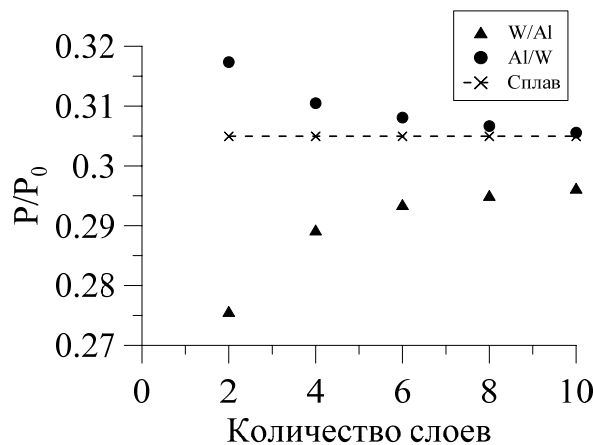


Рис. 4. Зависимость величины относительного потока энергии прошедших через экран толщиной 100 мкм протонов от количества чередующихся слоев W и Al

Наилучший уровень ослабления потока энергии протонов соответствует случаю двухслойного экрана W/Al, наихудший – двухслойному экрану Al/W. С увеличением количества чередующихся слоев величина потока энергии протонов после прохождения через экран с первым слоем из W увеличивается, а после экрана с первым слоем из Al – уменьшается. При увеличении количества слоев величины потоков энергии протонов, прошедших через многослойные экраны, приближаются к аналогичным величинам для экрана из эквивалентного сплава W–Al. Следует отметить, что и при большом количестве слоев (6–10) поток энергии протонов после многослойного экрана с первым слоем из W несколько ниже, что, как и в случае двухслойного экрана, связано с различием преобразования спектра протонов материалом первого слоя.

Заключение

В рассмотренных диапазонах энергий и толщин более эффективным многослойным экраном для защиты от протонного излучения является двухслойный экран, в которой первый материал более тяжелый (W/Al). Увеличение количества слоев приближает параметры многослойного экрана к параметрам однородного экрана с эквивалентным средним химическим составом и плотностью.

В космическом пространстве на КА могут воздействовать как протоны, так и электроны, поэтому выбор материалов экрана необходимо выполнять с учетом радиационных условий на рассматриваемой орбите. Кроме того, в зависимости от области применения экрана, более выгодным может оказаться применение более легкого или более компактного варианта защиты. Следовательно, задача создания оптимального экрана не имеет универсального решения и должна рассматриваться в каждом случае отдельно.

Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [6].

1. С.С. Грабчиков, С.Б. Ластовский, Ю.В. Богатырев и др. Использование многослойных структур системы висмут/медь для защиты кремниевых биполярных приборов от электронного облучения. Тезисы докладов XLII международной Тулиновской конференции по Физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 29-31 мая 2012, Москва. Под ред. М.И. Панасюка. М.: Университетская книга, 2012, с. 162.
2. Б.В. Борц, И.Г. Марченко, П.Н. Бездверный. Моделирование прохождения электронов через слоистый композиционный материал. Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, №4-2(94), с. 175-177, 2009.
3. Е.Н. Воронина, Н.П. Чирская. Оценка эффективности применения многослойных микроструктур в системах радиационной защиты. Физика и химия обработки материалов. №5, с. 23-28, 2013.
4. S. Agostinelli, J. Allison, A. Forti et al. GEANT4 – A simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 506, No 3, pp. 250-303, 2003.
5. J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack. SRIM - The stopping and range of ions in matter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Vol. 268, Is. 11-12, pp. 1818-1823, 2010.

6. Вл.В. Воеводин, С.А. Жуматий, С.И. Соболев, А.С. Антонов, П.А. Брызгалов, Д.А. Никитенко, К.С. Стефанов, Вад.В. Воеводин. Практика суперкомпьютера "Ломоносов". Открытые системы. Москва: Издательский дом "Открытые системы", № 7, с. 36-39, 2012.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ПОЛИМЕРНЫЕ КОМПОЗИТЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ

А.В. Шленцова¹, Е.Н. Воронина², Н.П. Чирская^{1,2}

¹ *Московский государственный университет, физический факультет;*

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ*

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Введение

Воздействие атомов кислорода, входящих в состав холодной ионосферной плазмы, приводит к интенсивному разрушению материалов внешних поверхностей космических аппаратов. В этой связи уделяется большое внимание повышению стойкости полимеров, что может достигаться путем введения в приповерхностные слои наноразмерных частиц, и созданию специальных полимерных нанокомпозитов, устойчивых к воздействию атомарного кислорода (АК) и других факторов космического пространства [1,2]. Для предсказания количественных характеристик разрушения материалов под действием АК на основе полученных в НИИЯФ МГУ экспериментальных данных была создана математическая модель процесса эрозии полимеров [3]. В данной работе проведена модификация программного кода с использованием методов параллельного программирования, что позволит выполнять расчеты для более масштабных моделей сложной структуры с более подробными сетками разбиения.

Математическая модель

При проведении расчетов применялась двумерная модель образца исследуемого материала с разбиением его расчетной сеткой на ячейки одинакового размера. В рамках этой модели исследовались образцы полимеров с защитным покрытием (рис. 1а) и различные образцы полимерных композитов.

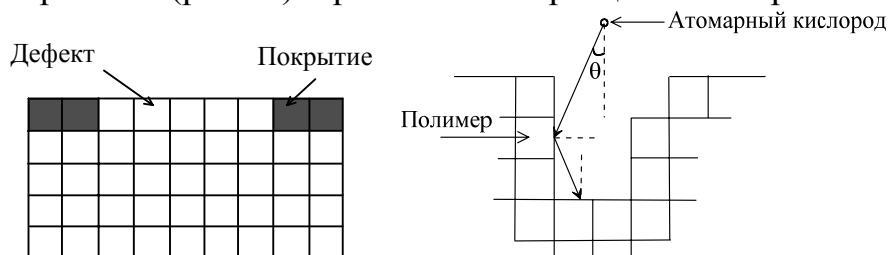


Рис. 1. Расчетная двумерная модель, полимера с защитным покрытием (а) и налетающая на ячейки полимера укрупненная частица АК (б).

В модели, показанной на рис. 1а, нижний более толстый слой состоит из полимера, который может вступать в химические реакции окисления с АК, а верхний слой является защитным покрытием, устойчивым к воздействию АК. Модель содержит ячейки двух типов: состоящие из полимера, которые могут удаляться под действием АК, и ячейки защитного покрытия. Верхний защитный слой имеет дефект, сквозь который на полимерный материал могут попадать атомы кислорода. Пример взаимодействия АК с ячейками полимера показан на рис. 1б.

Расчеты проводились с помощью метода Монте-Карло в приближении крупных частиц. В этом приближении одной частице (событию взаимодействия) соответствует большое количество атомов кислорода. Поперечный размер ячейки расчетной сетки выбирался равным 0,01–1,0 мкм. Количество атомов кислорода в одной укрупненной частице, размер ячеек и вероятности процессов взаимодействия частиц с ячейками, описываемых ниже, выбирались на основании данных, полученных в экспериментах по исследованию деструкции полимеров атомарным кислородом. Более подробно расчетная модель описана в работе [3].

Учитывались следующие каналы взаимодействия частиц с веществом:

- химическая реакция с образованием летучих окислов, приводящая к удалению ячейки полимера из модели;
- зеркальное отражение частиц от поверхности полимера, при котором энергия частицы после отражения не изменяется;
- диффузионное рассеяние частиц, сопровождающееся потерей частицей некоторой доли энергии в каждом акте рассеяния.

Размер расчетной сетки в созданном ранее варианте программы ограничен объемом оперативной памяти. Поскольку в кластерных системах каждый процессор оперирует собственным участком памяти, их использование позволяет работать с гораздо большими объемами информации. В данной работе параллельное программирование для системы с распределенной памятью осуществляется с помощью интерфейса обмена данными MPI (Message Passing Interface) [4].

При организации параллельных расчетов с разделением задачи между процессорами каждый процессор хранит в памяти только ту часть матрицы, с которой он непосредственно работает, что позволяет увеличить размеры всей матрицы. С помощью MPI осуществляется пересылка данных между процессорами при переходе частицы кислорода из области одного процессора в область другого. Для разделения областей счета между процессорами модель материала разделяется на полосы равной ширины. Например, для двумерной модели с круглыми конгломератами наполнителя при расчете на трех процессорах границы областей должны проходить по центрам частиц наполнителя (рис. 2). В случае, когда число областей не кратно числу используемых процессоров, часть процессоров освобождается от работы.

В предыдущей версии программы воздействие частиц кислорода на материал моделировалось последовательно. Для обеспечения корректной

работы программы в параллельном режиме в основной цикл расчета взаимодействия атомов кислорода с полимером вводится параметр времени. На каждой итерации основного цикла каждый процессор создает одну новую частицу кислорода, проводит расчеты с частицами, уже существовавшими ранее, а также удаляет выбывшие из расчета частицы кислорода. Величина пространственного шага перемещения частиц кислорода рассчитывается из размеров модели и размеров накладываемой сетки, задаваемых пользователем. Параметры частиц хранятся в памяти процессора в качестве одномерных массивов. Используемый метод минимизирует количество обменов данными между процессорами, а также за счет конечной скорости распространения частиц позволяет избежать одновременного взаимодействия двух частиц кислорода с одной и той же ячейкой модели композита.

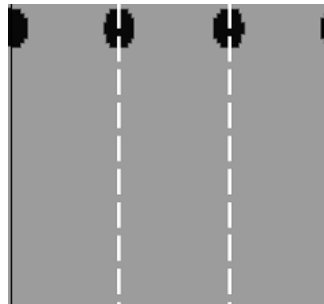


Рис. 2. Схема разделения областей счета между процессорами.

Результаты и обсуждение

Модифицированная версия программы позволяет проводить моделирование процесса эрозии материалов большего размера, более сложной структуры и с использованием более подробных сеток разбиения модели на ячейки. Разделение воздействия частиц кислорода во времени может быть применено, например, для моделирования облучения материалов потоками кислорода различной плотности. Следует отметить, что при используемых в модели приближениях изменение шага по времени не приводит к заметным изменениям в результатах расчета.

Различие в результатах моделирования при последовательных запусках составляет несколько десятков ячеек при размерах ячейки 1 мкм и зависит от размеров расчетной сетки и размеров модели. Результат наложения нескольких рассчитанных профилей композита после воздействия потока атомарного кислорода показан на рис. 3.

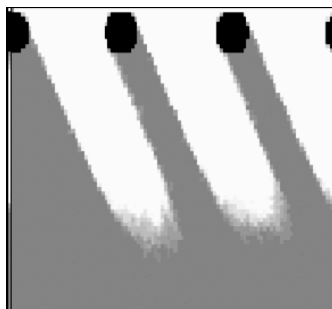


Рис. 3. Результат наложения нескольких рассчитанных профилей.

Для анализа эффективности программы с параллельным счетом, использовалась модель полимера с защитными микрочастицами диаметром 10 мкм, показанная на рис. 2. Поперечный размер модели составляет 100 мкм, размер одной ячейки равен 10 нм, таким образом, расчетная матрица состоит из 10^8 элементов. Программа тестировалась при разном количестве процессоров суперкомпьютера "Ломоносов" [5]. График зависимости ускорения выполнения программы от числа процессоров приведен на рис. 4.

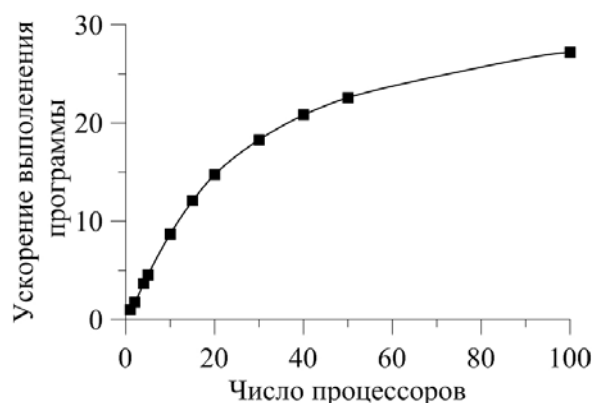


Рис. 4. Зависимость ускорения выполнения программы от числа процессоров.

С помощью представленной программы выполнено моделирование процесса эрозии полимера с различными вариантами размещения защитных микрочастиц и покрытий. На рис. 5а показаны результаты расчета для полимера с отверстием в защитном покрытии, на рис. 5б – для полимерного композита с устойчивыми к воздействию АК микрочастицами и защитным покрытием. Последний вариант (рис. 5в) соответствует случаю, когда в процессе создания полимерного композита защитные микрочастицы неравномерно распределяются в полимере под действием силы тяжести. Полученные результаты полностью совпадают с результатами аналогичных расчетов с помощью однопроцессорной версии программы.

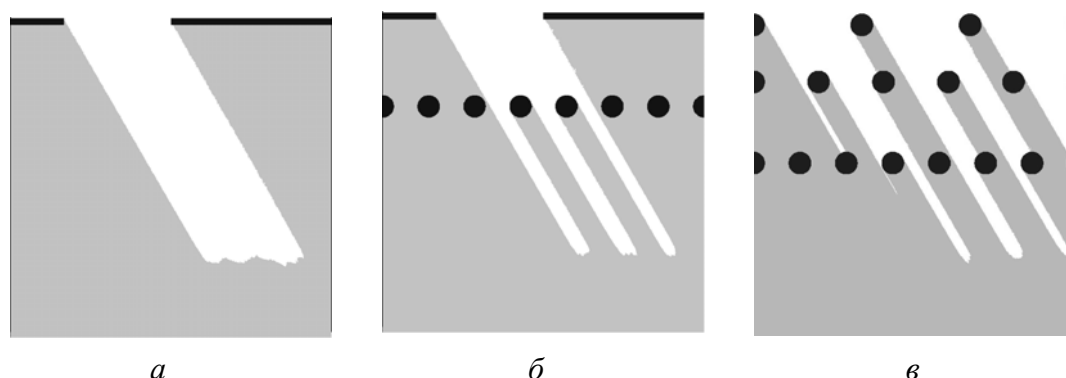


Рис. 5. Результаты моделирования процесса эрозии для материалов с различной структурой.

Заключение

Проведенная модификация математической модели воздействия АК на полимерные композиты позволяет выполнять расчеты для более масштабных моделей материалов, а также повысить скорость вычислений. Сравнение

результатов расчетов однопроцессорной и многопроцессорной версий программы показывают корректность используемых методов параллельного счета. Введение параметра времени при моделировании движения частиц кислорода предоставляет новые возможности для изучения влияния плотности потока АК на результат моделирования. При используемых в настоящее время параметрах модели изменение шага по времени (плотности потока АК) не влияет на результат счета.

1. С.К. Гужова, Л.С. Новиков, В.Н. Черник, В.Е. Скурат. Воздействие атомарного кислорода на материалы и элементы конструкции низкоорбитальных космических аппаратов. Модель космоса, 8-е издание, Т.2: Физические условия в космическом пространстве. Под ред. М.И. Панасюка. М.: КДУ, с. 171-206, 2007.
2. Л.С. Новиков, В.А. Демидов, М.С. Самохина, С.А. Бедняков, А.И. Гайдар, С.В. Зайцев, В.Н. Черник. Исследование структуры нанокompозитов на основе полимерных матриц. Труды 1-й всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники», Москва, 1-3 декабря 2010 г. М.: МИЭМ, с. 105-109, 2010.
3. N. Chirskaya, M. Samokhina. Computer modeling of polymer structures degradation under the atomic oxygen exposure. WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part III – Physics, Matfyzpress Prague, pp. 30–35, 2012.
4. E. Lusk, W. Gropp, R. Hempel, et al. MPI: A Message-Passing Interface Standard. Message Passing Interface Forum, 2003. URL: <http://www.mpi-forum.org/docs/mpi-1.1/mpi1-report.pdf>.
5. Вл.В. Воеводин, С.А. Жуматий, С.И. Соболев, А.С. Антонов, П.А. Брызгалов, Д.А. Никитенко, К.С. Стефанов, Вад.В. Воеводин. Практика суперкомпьютера "Ломоносов". Открытые системы. Москва: Издательский дом "Открытые системы", № 7, с. 36-39, 2012.

ИЗМЕНЕНИЯ ТОПОГРАФИИ И СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ФТОРОПЛАСТА ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПОЗИЦИИ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А.В. Тарасова, П.Г. Бабаевский, Н.А. Козлов

МАТИ – Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского

E-mail: anndesnudate@gmail.com

Фторполимеры, в том числе политетрафторэтилен (фторопласт Ф-4), достаточно широко используется в качестве пленок и покрытий на внешних поверхностях космических аппаратов и, соответственно, исследуются изменения их структуры и свойств под действием факторов околоземного космического пространства в натуральных и имитирующих космические условия [1-6]. При этом в литературе для фторопласта Ф-4 имеются количественные экспериментальные данные только о его сравнительно низкой поверхностной эрозионной стойкости, в первую очередь, к действию атомарного кислорода [1,3]. В большинстве своем имеющиеся данные дают качественные представления о характере изменений внешнего вида фторопласта и его

оптических характеристик, а также об отсутствии изменений структурных характеристик при использовании методов ИК-спектроскопии и рентгеноструктурного анализа [1]. В данной работе приводятся и обсуждаются результаты сравнительных исследований топографии и состава поверхности блочных образцов фторопласта Ф-4, которые экспонировались в условиях околоземного космического пространства у внешней поверхности МКС в течение 12 лет.

Объектом исследований служил фторопласт Ф-4, экспонированный в космических условиях, образцы которого в виде прямоугольных пластин размером 110x19,5x2,5мм, были закреплены на панели «Компласт» длинным торцом к днищу. При этом одна боковая поверхность образцов была обращена к станции, а вторая – непосредственно в космическое пространство. Для сравнения исследовали боковые поверхности образцов-аналогов, хранившихся 12 лет в лаборатории в закрытых эксикаторах.

Топографию поверхности образцов исследовали с помощью оптического бесконтактного 3D профилометра SNEOX (SENSOFAR, Испания) сканированием по заданной площади поверхности с получением профилограммы, трехмерного изображения профиля и компьютерным расчетом параметров шероховатости, а также методом растровой электронной микроскопии с использованием высокоразрешающего автоэмиссионного сканирующего электронного микроскопа JSM-7500F (JEOL, Япония). Состав поверхности образцов анализировали методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с помощью двухкамерного спектрометра JPS-9200 (JEOL, Япония) с полусферическим анализатором и монохроматизированным рентгеновским излучением AlK_{α} . Для оценки влияния проникновения атомарного кислорода на глубину в образец было проведено ионное травление поверхности обращенного к станции образца пучком ионов Ag^+ с энергией 2,5 кэВ в течение 1 мин 15 сек, что соответствует снятию поверхностного слоя толщиной 15–20 нм.

Полученные результаты обобщены в таблицах 1-2 и на рис.1-3.

Таблица 1. Среднеарифметические значения параметра шероховатости поверхности образцов фторопласта Ф-4.

Образец	$S_{a,}$ мкм
Экспонированный в космосе (сторона, обращенная к космосу в числителе/ сторона, обращенная к станции в знаменателе)	1,091/1,907
Хранившийся в земных условиях (сторона 1 в числителе/ сторона 2 в знаменателе)	1,994/1,123

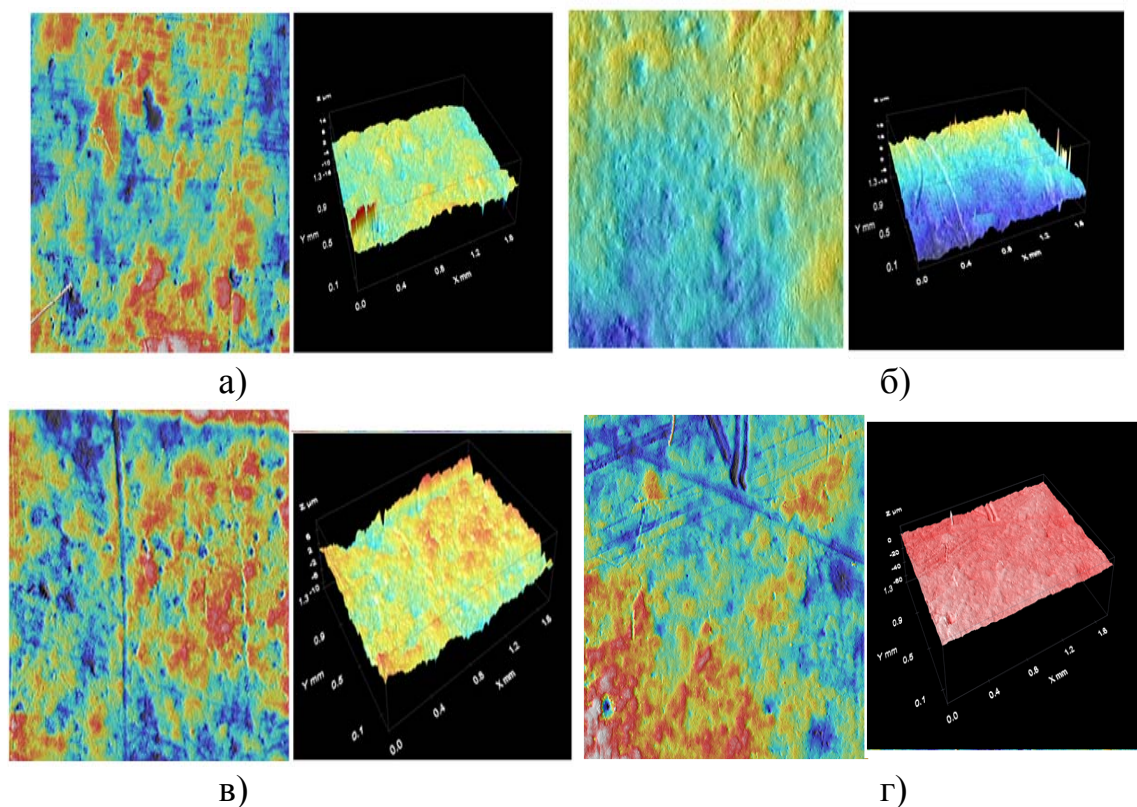


Рис.1. Трехмерные изображения профилей поверхности, обращенной к космосу (а) и к станции (б), образца фторопласта, экспонированного в космосе, и двух поверхностей (в) и (г) образца, хранившегося в земных условиях (слева на площади сканирования $876,55 \times 659,83 \text{ мкм}^2$, справа – $1,42 \times 1,42 \text{ мм}^2$).

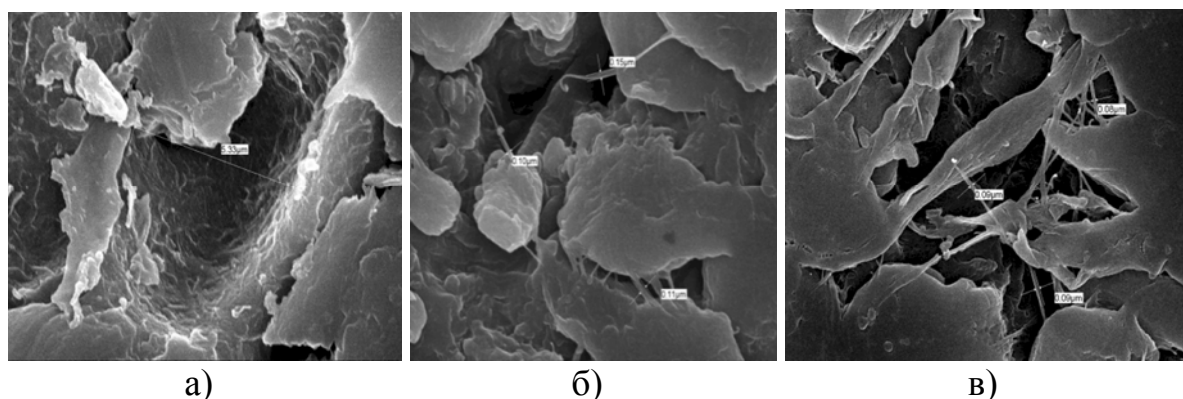


Рис. 2. Растровые электронные микрофотографии обращенной к космосу (а) и к станции (б) поверхности образца фторопласта, экспонированного в космосе, и поверхности образца, хранившегося в земных условиях (в), при увеличении $\times 10000$.

По полученным данным (см. табл.1 и рис.1), при отсутствии возможности оценить потери массы образцами, трудно судить об изменении топографии поверхности при длительном воздействии факторов космического пространства по сравнению с наземными образцами-аналогами, т.к. среднеарифметические значения параметра шероховатости и трехмерные изображения поверхностей двух сторон одного и того же образца, хранившегося в земных условиях, довольно резко отличаются друг от друга. Более четко отличия в топографии поверхности образцов, экспонированных в космосе и хранившихся в наземных условиях, видны при сравнении растровых электронных микрофотографий (см.

рис.2). Такое сравнение показывает, что в экспонированных образцах, особенно на поверхности, обращенной к космосу, в отличие от образцов, хранившегося в земных условиях, глобулы кристаллитов фторопласта и молекулярные «тяжи» между ними полностью разрушены или частично «вытравлены» высокоэнергетическими пучками атомарного кислорода (см. рис.2). Отраженный от станции атомарный кислород воздействует на поверхность полимера на меньшую глубину и более «мягко»: часть «тяжей» сохраняется, глобулы фторопласта, хотя и деструктурируют, но полностью не «вытравливаются» атомарным кислородом.

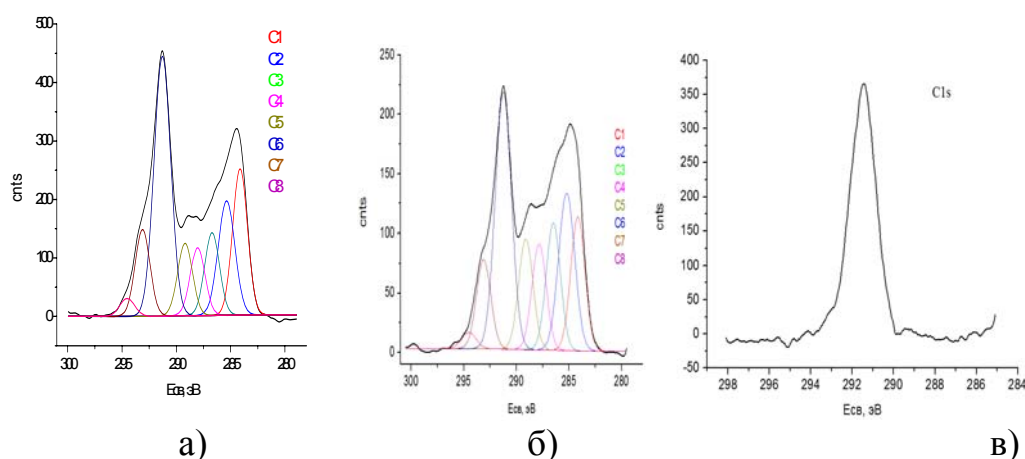


Рис.3. РФЭ спектры атомов углерода на поверхности экспонированного в космосе образца фторопласта, обращенной к космосу (а) и к станции (б), а также на поверхности образца, хранившегося в земных условиях (в).

Анализ фотоэлектронных спектров атомов углерода на поверхностях исследованных образцов (см. рис.3) показывает, что в случае образца, хранившегося в земных условиях четко проявляется однокомпонентная линия, соответствующая связи $\text{CF}_2 = \text{CF}_2$ в обычном фторопласте (см. рис.3в). Количественный анализ при этом дает соотношение $\text{C:F} \sim 1:2$, что также соответствует этому соотношению в обычном фторопласте. Анализ спектров экспонированных образцов показывает, что под воздействием пучков атомарного кислорода и излучений в космическом вакууме произошла интенсивная деструкция фторопласта, хотя и более слабая в случае поверхности, обращенной к станции, т.е. при воздействии атомарного кислорода, отраженного от станции и имеющего меньшую энергию. При этом линия C1 соответствует полностью деструктурированному полимеру с образованием графита, линия C2 соответствует связи $\text{C}=\text{C}$, т.е. образованию остатков полностью дефторированных полимерных цепей, линия C3 соответствует связи CO , т.е. образованию остатков частично окисленных полимерных цепей, линия C4 может соответствовать связям $\text{C}=\text{O}$, $\text{F}-\text{CO}$, $\text{F}-\text{C}=\text{C}-\text{CO}$, а C5 – $\text{F}-\text{C}=\text{C}$, т.е. образованию остатков частично дефторированных полимерных цепей. Линия C6 соответствует исходному фторопласту, C7 – концевой CF_3 в полимерной цепи, что свидетельствует о разрыве длинных полимерных цепей полимера и, как результат, повышению

относительной концентрации CF_3 и, наконец, линия C8 может свидетельствовать об отрыве концевых CF_3 с образованием в процессе деструкции молекул CF_4 .

Количественный анализ содержания атомов углерода и фтора на поверхности показывает резкое уменьшение соотношения C:F при воздействии факторов космического пространства (см. табл. 2). Возрастание концентрации фтора и кислорода на поверхности, подвергнутой травлению на глубину 5-20 нм, объясняется тем, что на данной глубине начинается торможение атомарного кислорода. При этом полимер менее деструктирован, но деструктированные фрагменты более окислены.

Таблица 2. Процентное содержание элементов на различной стороне поверхности экспонированного в космосе образца фторопласта до и после травления Ag^+ .

Элемент	Содержание элемента, ат. %		
	Сторона, обращенная к космосу	Сторона, обращенная к станции	Сторона, обращенная к станции, после травления Ag^+
C1s	53,8	58,6	44,7
F1s	37,7	33,5	41,3
O1s	8,5	7,9	14,0

Таким образом, полученные количественные данные о топографии и составе поверхности фторопласта, подвергнутого длительному экспонированию в космосе, указывают, что под воздействием атомарного кислорода и излучений фторопласт на поверхности интенсивно деструктирует с резким увеличением процентного содержания углерода. Уже на глубине 15-20 нм степень деструкции уменьшается, но увеличивается степень окисления продуктов деструкции.

1. С.В.Наумов, В.А. Борисов, А.А. Городецкий А.А.. Исследование материалов и покрытий внешних поверхностей космических аппаратов в условиях космического пространства. Гл.4.2 в т.2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Модель космоса, 8-е издание под ред. Л.С.Новикова, -М: 2007, МГУ, НИИЯФ, с. 1018-1038.
2. Ю.А.Похил, В.В.Абраимов, Г.И.Сальтевский и др. Воздействие наземно имитируемых факторов космического пространства на термооптические и электрофизические характеристики материалов космических аппаратов//Космическая наука и технология. Т. 15. №6. 2009. С. 73-83.
3. Kim K.de Groh, Donald A.Jaworske, Gary H.Pippin, Phillip P.Jenkins, Robert J.Walters and Sheila A.Thibeault. Materials International Space Station Experiment (MISSE): Overview, Accomplishment and Future Needs. Discoveries Plenary Presentation at the 3rd Annual International Space Station Research and Development Conference June 17 – 19, 2014, Chicago, IL.
4. Kim K.de Groh, Bruce A.Banks. MISSE 2 PEACE Polymers Erosion Morphology Studies//Proceedings of the International Symposium on Materials in a Space Environment (ISMSE – 11),September 15 – 18, 2009. Aix-en-Provence, France, 2009.

5. Miria M. Finckenor. The Materials On International Space Station Experiment (MISSE): First Result From MSFC Investigation. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 9-12 Jan 2006, Reno, Nevada Article AIAA 2006-47.
6. Jeremy Hsu. New experiment to Test Super Teflon in Space//space.com, November 18, 2009.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА КЛЕЕВЫХ СЛОЕВ КЛЕЕВЫХ СОЕДИНЕНИЙ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА

А.С. Гришин, П.Г. Бабаевский, Н.А. Козлов

*МАТИ-Российский государственный технологический университет имени
К.Э.Циолковского*

E-mail: Grischin.Artem@yandex.ru

Клеевые соединения алюминиевых сплавов на основе отверждающихся полимерных клеев используются в создании поверхностных элементах конструкций, длительно эксплуатируемых в космосе. При этом, в отличие от многих конструкционных и функциональных материалов [1-2], в литературе отсутствуют данные о влиянии длительного воздействия факторов космического пространства (ФКП) на состав, структуру и свойства полимерных клеевых слоев, необходимые для оценки и прогнозирования надежности и работоспособности клеевых соединений. В данной работе приведены результаты сравнительной оценки изменений состава и структуры открытой поверхности и объемных свойств слоев трех типов клеев в составе образцов клеевых соединений алюминиевого сплава, которые были возвращены на Землю после экспозиции в космосе в течение 12 лет и часть из которых были подвергнуты дооблучению электронами дозой, эквивалентной 18 годам экспозиции в космосе. Для сравнения исследовались образцы-аналоги, хранившиеся на Земле.

Образцы клеевых соединений состоят из двух пластин алюминиевого сплава Д-16 размерами 110x20x2 мм, соединенных между собой по лицевым поверхностям клеевыми слоями толщиной порядка 0,2 мм [3]. При склеивании пластин использовали промышленные клеи марок ЭПК-1, ВК-9 и К-300. Оценку изменений состава и структуры проводили на открытой поверхности клеевых слоев на длинном торце образца, а для исследования объемных свойств использовали клеевые слои на поверхности пластин после разрушения клеевых соединений или частицы этих слоев, снятые отделенные от поверхности пластин. Примеры внешнего вида торцевой поверхности и поверхностей разрушения одного образца клеевого соединения, подвергнутого длительной экспозиции в космосе, приведены на рис.1.



Рис. 1. Оптические фотографии торцевой поверхности (а) и поверхностей разрушения (б) образца клеевого соединения на основе клея К-300, подвергнутого длительной экспозиции в космосе.

Исследование состава и структуры торцевой поверхности образцов проводили методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и растровой электронной микроскопии (РЭМ) с использованием двухкамерного РФЭС спектрометра JPS-9200 и высокоразрешающего автоэмиссионного сканирующего электронного микроскопа JSM-7500F соответственно (JEOL, Япония).

Для определения температуры стеклования клеевых слоев (T_g) использовали термомеханический и дилатометрический методы (ТМ и ДМ соответственно), а также метод сканирующей калориметрии (ДСК). В ТМ использовали клеевые слои, оставшиеся на поверхности алюминиевых листов, и стандартный прибор Лазуркина – Александрова, а в ДМ - пластинки клеевых слоев, снятые с подложки с помощью острого лезвия, и дилатометр марки ТМА-500. В методе ДСК использовали снятые с подложки и измельченные в порошок пластинки клеевых слоев и прибор NETZSCH DSC 204F1 Phoenix. Во всех методах образцы нагревали с заданной скоростью.

Сорбцию паров исследовали гравиметрическим методом с использованием снятых с подложки и измельченных в порошок пластинок клеевых слоев и аналитических весов, определяя массу поглощенных паров воды образцами, помещенными в эксикатор с заданной активностью паров воды при комнатной температуре.

Исследования диэлектрических свойств клеевых слоев проводили с использованием измерителя иммитанса Е7-20 с рабочими частотами от 100 до 10^6 Гц и стандартной микрометрической измерительной ячейки. В качестве образцов использовали вырезанные участки пластин алюминия с оставшимися клеевыми слоями на их поверхности. Пластины алюминия нижней частью непосредственно контактировали с одним из электродов, а второй электрод в виде металлической фольги прижимали через резиновую прокладку к клеевому слою. Определяли емкость образца (C_x), по которой рассчитывали диэлектрическую проницаемость (ϵ') клеевого слоя по формуле: $\epsilon' = 14,4 \cdot C_x \cdot \frac{h}{d^2}$, где C_x – измеренная емкость, h - толщина клеевого слоя на алюминиевой пластине, d – диаметр электродов. Тангенс угла диэлектрических потерь ($tg\delta$) снимали непосредственно с показаний прибора. Частотные зависимости диэлектрических свойств определяли при температуре 20 °С в интервале частот 1- 10^3 Гц, а температурные (при нагревании от 20 до 170 °С) - при частоте 1 МГц.

На рис. 2 приведен пример полученных электронных микрофотографий с указанием места снятия спектров и РФЭ спектров поверхностей клевого слоя на торцевой поверхности клеевых соединений, а на рис. 3 – растровых электронных микрофотографий аналогичных клеевых слоев.

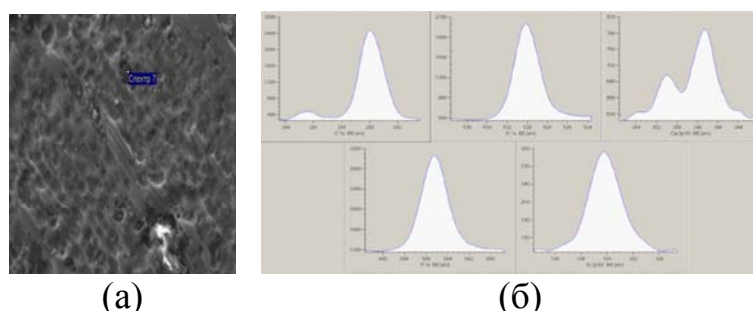


Рис.2. Электронная микрофотография с указанием точки снятия спектра (а) и РФЭ спектры $Cl1s$, $O1s$, $Ca2p$, $F1s$ и $Si2p$ (б) торцевой поверхности, обращенной в сторону космоса, клевого слоя ВК-9 после экспозиции.

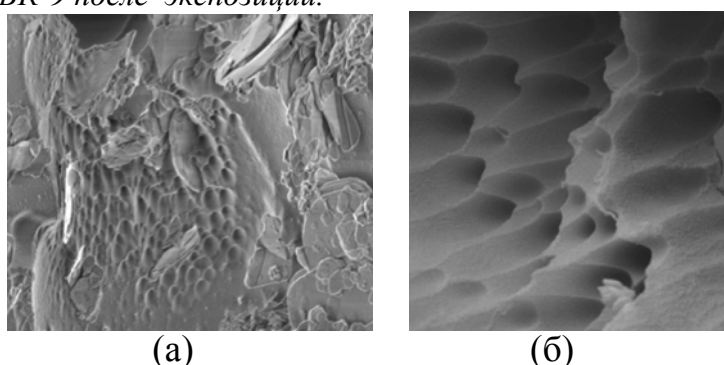


Рис. 3. РЭМ - изображение торцевой поверхности, обращенной в сторону космоса, клевого слоя ВК-9 после экспозиции с различным увеличением: $\times 3000$ (а) и $\times 20000$ (б).

Анализ полученных РФЭ спектров торцевых поверхностей клеевых слоев показывает, что эти слои после экспонирования в космосе, сохраняют свой основной состав (атомы С, N, O), соответствующий образцам, сохраненным на Земле. Обнаруживаются только следы Cl, F, SiO_2 и CaO. Однако, анализ электронных микрофотографий показывает, что при длительной экспозиции в космосе торцевая поверхность содержит характерные поры, которые вероятнее всего образованы значительной эрозией органических компонентов клеев под воздействием пучков атомарного кислорода в высоком вакууме при долговременном воздействии нагрева и ионизирующих излучений.

Значения температур стеклования клеевых слоев, полученные с помощью различных методов, обобщены в таблице 2.

Таблица 2

Температуры стеклования ($^{\circ}C$) клеевых слоев в различных типах клеевых соединений, определенные ТМ, ДМ и методом ДСК (сверху вниз соответственно).

Вид образца	Тип клея		
	К-300	ЭПК-1	ВК-9
После экспозиции в космосе	66 – 68	65 – 70	78 – 82
	60	57	81
	70	82	84
Дооблученный после экспозиции в космосе	81 – 83	102 – 108	84 – 85
	60	59	94
	81	105	97
Образец - аналог	59 – 62	60 – 64	72 – 76
	53	58	56

	66	68	80
--	----	----	----

Анализ полученных данных показывает, что Тс клеевых слое в объеме клеевых соединений по сравнению с наземными образцами увеличиваются в образцах, экспонированных в космосе и особенно подвергнутых постэкспозиционному дооблучению. Эти эффекты вероятнее всего связаны с удалением летучих полярных компонентов и увеличением густоты полимерной сетки клеев, вызванных влиянием ФКП в космосе и воздействия дооблучения электронами.

Пример изотермы сорбции паров воды такими же образцами клеевых слоев, приведен на рис. 4.

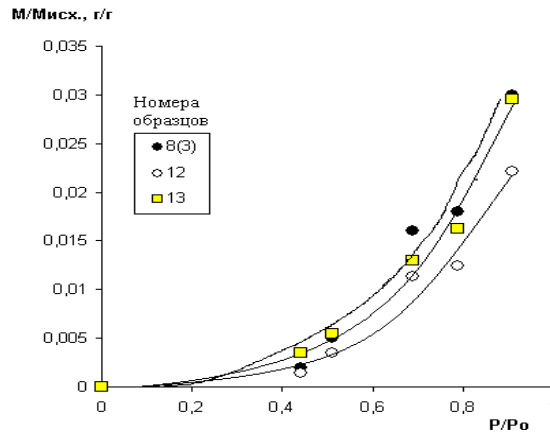


Рис. 4. Изотермы сорбции паров воды порошками клеевого слоя К-300 из образца клеевого соединения, экспонированного в космосе (№13), дооблученного на Земле после экспозиции в космосе (№12) и образца-аналога, хранившегося в земных условиях (№8з)

Анализ полученных данных показывает, что все изотермы имеют вогнутый характер, что соответствует фиковской сорбции без каких-либо аномалий и свидетельствует об отсутствии пористости в клеевых слоях. При этом сорбционная емкость клеевых слоев уменьшается в ряду: наземные образцы, образцы, экспонированные в космосе, и образцы, подвергнутые дооблучению электронным пучком, что также как повышение их Тс вероятнее всего обусловлено удалением летучих компонентов и увеличением густоты сетки полимеров в при воздействии ВКП и последующего дооблучения.

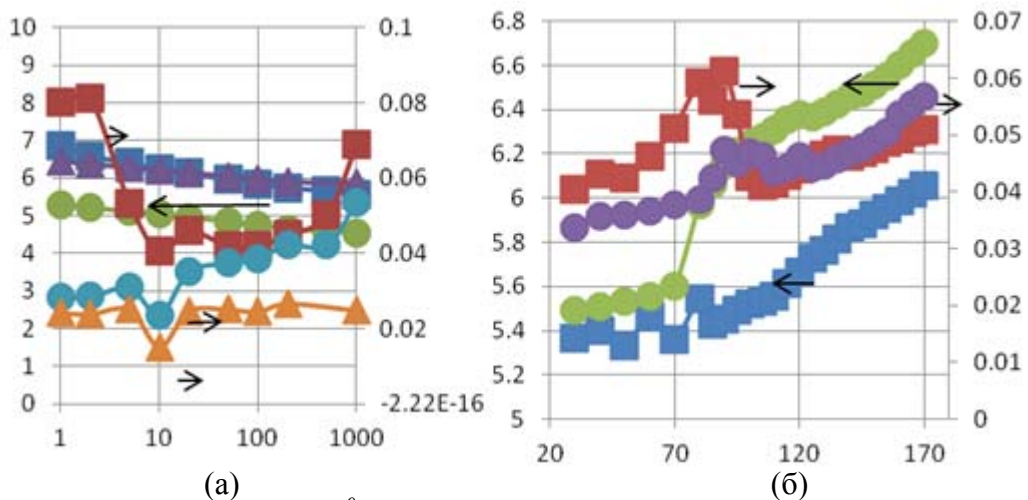


Рис. 5. Частотные при 20 °С (а) и температурные при частоте 1 МГц (б) зависимости ϵ' (левые оси) и $\text{tg}\delta$ (правые оси) клеевого слоя ВК-9 на алюминиевой пластине для трех образцов клеевых соединений: экспонированного в космосе (●), дооблученного после экспозиции в космосе (■) и хранившегося на Земле (▲).

Пример частотных зависимостей диэлектрических свойств для одного из клеев приведен на рис. 5а, а температурных зависимостей диэлектрических свойств для этого же клея на рис. 5б.

Анализ полученных данных показывает, что с увеличением частоты при постоянной температуре ϵ' незначительно уменьшается для всех видов образцов, а $tg\delta$ для большинства образцов с увеличением частоты от 1 – 2 кГц заметно снижается, а затем не изменяется или незначительно увеличивается. На температурных зависимостях ϵ' проявляются характерные перегибы в области температур 60–90⁰С, а на зависимостях $tg\delta$ - характерные пики, в этих же температурных областях. Эти области, с учетом влияния частоты, соответствуют T_c клеевых слоев, определенных ТМ, ДМ и методом ДСК.

Таким образом, систематические исследования состава и структуры направленной в открытый космос торцевой поверхности полимерных клеевых слоев клеевых соединений листов алюминиевого сплава после экспозиции в течении 12 лет за бортом МКС, свидетельствуют о резко выраженной поверхностной эрозии органических компонентов клеев при сохранении их базового состава. Исследования объемных свойств таких слоев показали, что длительная экспозиция в космических условиях и дооблучение электронами не приводят к их деградации, а сопровождаются, в сравнении наземными образцами-аналогами, заметным увеличением T_c , уменьшением сорбции воды и улучшением диэлектрических свойств вследствие десорбции летучих компонентов полимерной матрицы и увеличением плотности ее полимерной сетки.

1. С.В. Наумов, В.А. Борисов, А.А. Городецкий и др. Исследование материалов и покрытий внешних поверхностей космических аппаратов в условиях космического пространства. Гл.4.2 в т.2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Модель космоса, 8-е издание под ред. Л.С.Новикова, -М: 2007, МГУ, НИИЯФ, с. 1018-1038.
2. K. K. de Groh, D. A. Jaworske, G. H. Pippin, et.al. Materials International Space Station Experiment (MISSE): Overview, Accomplishment and Future Needs. Discoveries Plenary Presentation at the 3rd Annual International Space Station Research and Development Conference June 17 – 19, 2014, Chicago, IL.
3. О Т Ч Е Т по научно-исследовательской работе «Лабораторные исследования образцов панелей «Компласт», возвращённых после натурной экспозиции в течение 12 лет в составе ФГБ», МАТИ, Москва 2012 г.

К АНАЛИЗУ ВЛИЯНИЯ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАЩИТНЫХ СТЕКОЛ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

Шамаев А.М.⁽¹⁾, Поржежинская Е.Ю.⁽²⁾

⁽¹⁾ОАО «Композит», rhkhas@mail.ru;

⁽²⁾ОАО "Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца"

Введение

В связи с тенденцией к увеличению сроков активного существования современных и перспективных космических аппаратов (КА), оснащаемых большим количеством высокочувствительной аппаратуры, ужесточаются требования к радиационной стойкости и чистоте поверхностей оптических материалов и к надёжности прогнозирования изменения их функциональных свойств. При решении последней задачи необходимо учитывать синергетические эффекты от воздействия на материалы ионизирующих излучений и продуктов собственной внешней атмосферы (СВА) КА.

Одно из негативных проявлений взаимодействия КА с окружающей космической средой заключается в изменении функциональных свойств материалов, используемых на его поверхности. Например, оптические свойства материалов внешних поверхностей высокоорбитального спутника деградируют под действием ультрафиолетового и ионизирующих излучений магнитосферной плазмы [1, 2] и продуктов СВА [3, 4]. В частности, терморегулирующие покрытия, защитные покрытия солнечных батарей и радиаторов системы терморегулирования и т.д., используемые на высокоорбитальных КА, подвергаются большим радиационным нагрузкам. Результаты экспериментов показали, что действие ионизирующих излучений влияет как на скорости потери массы неметаллических материалов [5], т.е. на плотность СВА, так и на осаждение её продуктов на оптических поверхностях спутника [6].

В настоящей работе приводятся результаты лабораторных моделирования влияния электронов и протонов магнитосферной плазмы и продуктов СВА на изменения коэффициента пропускания стекла К-208 используемого в качестве защитного покрытия солнечных батарей КА. Предлагается интерпретация полученных результатов с учётом модификации поверхностей подложек при облучении.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментов были использованы образцы (далее подложки) стекла К-208 стандартных размеров 40×40×0,17 мм. Измерения коэффициентов пропускания подложек до и после воздействий проводились на двулучевом спектрофотометре в спектральном диапазоне (200÷2500 нм) со спектральным разрешением 2 нм. Зондирующее излучение направлялось перпендикулярно к поверхности образца, размер его пятна на поверхности

образца составлял около 3×5 мм. Фотометрическая погрешность измерений не превышала 0,3%.

Источником молекулярных потоков (МП) служил полимерный композиционный материал ЭКОМ-1 толщиной 100 мкм, нанесенный на диски диаметром 100 мм из АМГ-6. При проведении экспериментов пространственное расположение источника МП и подложек не менялось.

Подложки прикрепляли медными «лепестками» шириной 2 мм к полированной металлической поверхности охлаждаемого столика стенда УВ-1/2 ОАО «Композит» и подвергали облучению и действию МП при следующих условиях: вакуум – 10^{-4} Па; энергия электронов и протонов $E_e = E_p = 30$ кэВ; плотность потока электронов ϕ_e и протонов $\phi_p = 5,0 \times 10^{10}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$; флюенс электронов Φ_e и протонов Φ_p – от 3×10^{14} до 1×10^{15} см $^{-2}$; температура материала источника МП составляла 120 ± 1 °С; температура столика – 20 ± 1 °С.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Цель работы состояла в экспериментальном исследовании изменения спектрального коэффициента пропускания стекла К-208 при электронном и протонном облучении и последующем воздействии продуктов газовой выделенной полимерного композита, имитирующих летучих компонент СВА космического аппарата. Для достижения указанных целей последовательно проведены две серии экспериментов. В первой из них изучалось изменение спектрального коэффициента пропускания подложек после облучения. Часть результатов этой серии экспериментов представлена на рис. 1.

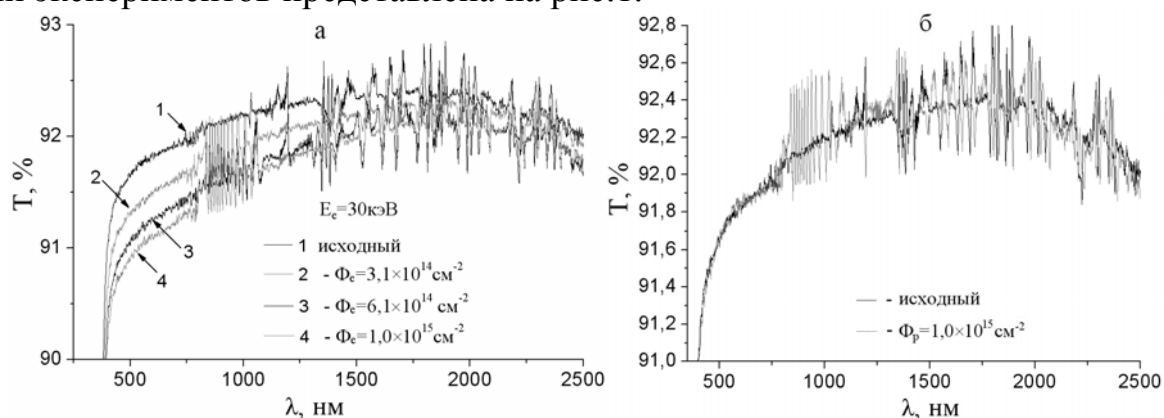


Рис. 1. Изменения спектра пропускания К-208 под действием электронов (а) и протонов (б)

В первой из них изучалось изменение спектрального коэффициента пропускания подложек после облучения. Часть результатов этой серии экспериментов представлена на рис. 2. Спектры на рис. 2а расположены сверху вниз в порядке возрастания флюенса электронов, что свидетельствует о том, что коэффициент пропускания снижается с ростом флюенса облучения. Для электромагнитного излучения с длиной волны $\lambda = 500$ и 2500 нм максимальное снижение параметра T не превысило 0,9 и 0,3 %. В случае протонного облучения произошло увеличение коэффициента пропускания стекла (рис. 2б).

Таким образом, действие на подложки электронного и протонного излучения привело к противоположным результатам. В первом случае наблюдалось снижение, во втором – увеличение коэффициента пропускания подложек. Такой результат можно объяснить двумя основными причинами: во-

первых, длина пробега электрона в стекле во много раз больше, чем протона. Действительно, длины пробега в стекле электронов и протонов с энергией 30 кэВ порядка 12 мкм и 0.5 мкм соответственно. Следовательно, при одинаковой плотности потока в случае протонного облучения в приповерхностном слое подложки энергии выделяется во много раз больше, что приводит к более интенсивным, чем при облучении электронами, процессам десорбции возможных загрязнений с его поверхности и отжигу дефектов имеющихся в приповерхностном слое. Из сравнения данных полученных во второй серии экспериментов и приведенных на рис. 2 следует, что воздействие на поверхности облученных подложек продуктов газовой выделенной привело к накоплению большего количества органического осадка, чем на поверхности необлученного образца.

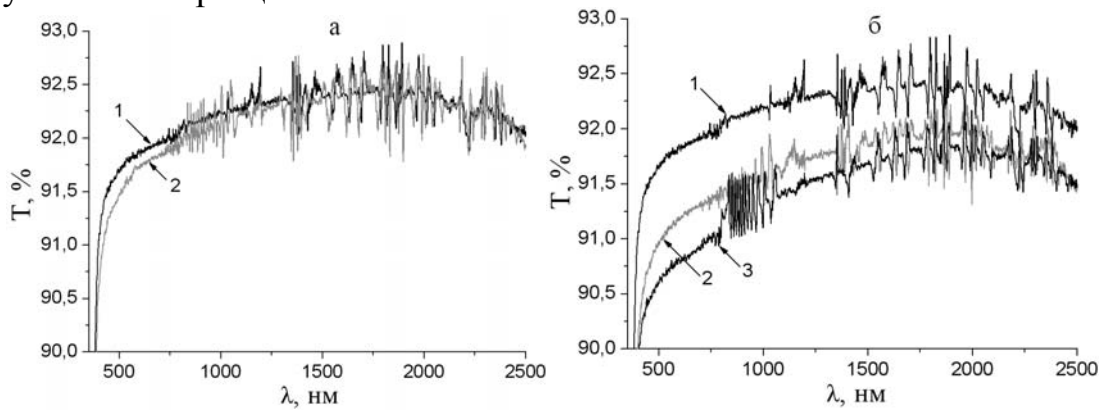


Рис. 2. Спектр пропускания подложки: а – до (1) и после действия на нее МП (2); б – исходной подложки (1), после облучения (2) $\Phi_e = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и после действия на нее МП (3)

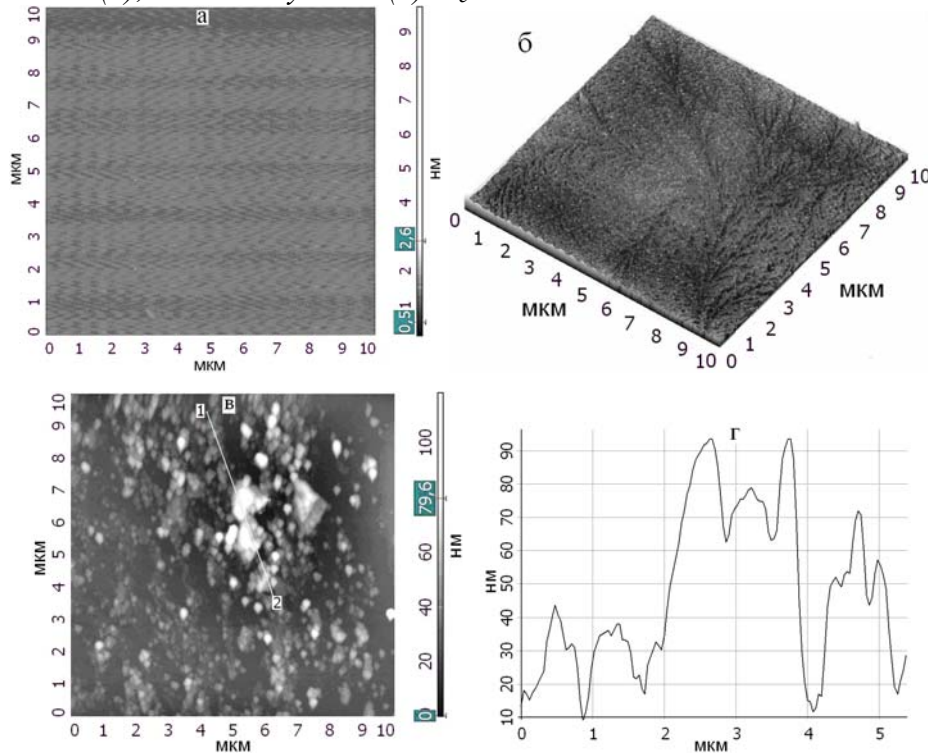


Рис. 3. АСМ-изображения участка поверхности $10 \times 10 \text{ мкм}$ образца [7]: а – необлученного; б – облученного; в – после облучения и бомбардировки молекулярными потоками; г – сечение кадра (Зв) вдоль линии «1-2»

Более детально этот вопрос исследован в работе [7], в которой поверхности образцов стекла К-208 до и после облучения и бомбардировки молекулярными потоками исследовались методами атомно-силовой микроскопии. Полученные в наших экспериментах результаты качественно согласуются с данными работы [7], в которой показано, что при электронном облучении протекают электростатические разряды, приводящие к структурным изменениям поверхности, способствующим осаждению компонентов молекулярного потока.

Заключение

На основе анализа экспериментальных результатов, полученных после электронного и протонного облучения подложек из стекла К-208 в вакуумной камере и последующем воздействии на них молекулярных потоков, можно сделать следующие выводы:

1. При облучении стекла К-208 потоками электронов и протонов с одинаковыми параметрами снижения коэффициента пропускания образцов наблюдается в случае электронного облучения, а при облучении протонами происходит его незначительное увеличение. Последнее можно объяснить частичным радиационным отжигом дефектов, существовавших в приповерхностном слое стекла и очисткой поверхности от сорбированных молекул газов и органических примесей.

2. Предварительное облучение, приводящее к модификации поверхности подложки за счёт радиационно-стимулированного отжига дефектов приповерхностного слоя и электростатических разрядов, стимулирует осаждение на ней компонентов молекулярных потоков. Изменения спектров пропускания облучённых подложек после бомбардировки их поверхностей молекулярными потоками показали, что количество образующегося осадка растёт вместе с флюенсом предварительного электронного облучения подложек

Список литературы

1. Бреховских С. М., Викторова Ю. Н., Ланда Л. М. Радиационные эффекты в стеклах// Москва: Энергоиздат, 1982. – 182 с.
2. Mackey I.H., Smith H.L., Halperin A. Optical studies in X- irradiated high purity sodium silicate glasses// J. Phys. Chem. Sol. – 1996.–Vol. 27, №11– P. 1759–1772.
3. Модель космоса. Под ред. Л.С. Новикова, Выпуск 8. В 2-х томах // Москва: Изд. МГУ, 2007.
4. M.C. Fong, A.L. Lee, and P.T. Ma, “External Contamination Environment of Space Station Customer Servicing Facility”, Lockheed Missiles Space Company, Inc. Sunnyvale, CAAIA 22nd Thermophysics Conf. June 8-10, 1987/ Honolulu, Hawaii, AAIA-87-1623.
5. Р.Х. Хасаншин, В.И. Костюк, Моделирование влияния электронного излучения на газовыделение материалов внешних покрытий космических аппаратов. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2005. Вып. 1-2, с. 15-19.
6. Р.Х. Хасаншин, А.Б. Надирадзе, Изменение оптических свойств функциональных поверхностей космических аппаратов при совместном воздействии электронов и

- ультрафиолета // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2013, №3, с. 73-78.
7. Р.Х. Хасаншин, Л.С. Новиков, Влияние электронного облучения стекла К-208 на процесс загрязнения его поверхности высокомолекулярными соединениями // Перспективные материалы, 2014, №8, С. 13-21.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ СТЕКЛА К-208

Суздаlevич В.А.⁽¹⁾, Хасаншин Р.Х.⁽²⁾

⁽¹⁾НУК ФН МГТУ им. Н.Э. Баумана, E-mail: viktoria_suzdalevich@mail.ru;

⁽²⁾ОАО «Композит»

Введение

Ионизирующее излучение генерирует в матрице стекла свободные электроны и дырки, локализация которых на соответствующих ловушках приводит к возникновению в стекле электронных и дырочных центров окраски [1-3]. Процесс накопления центров окраски вносит существенный вклад в деградацию оптических материалов, например, защитных покрытий солнечных батарей космического аппарата, подвергающегося воздействию различных факторов космического пространства.

В работах [4-6] рассмотрены вопросы, связанные со снижением спектрального коэффициента пропускания защитных стекол солнечных батарей при облучении электронами, протонами и воздействии молекулярных пучков. Однако до настоящего времени не существует единой модели описывающей накопление центров окраски в облучаемых стеклах. Для описания этого процесса в работах [7-8] авторы предлагают феноменологический вывод модели, но она требует доработки и дальнейших исследований.

В данной работе, для определения вклада наведенных излучением центров окраски в деградацию оптических свойств стекол, предложена физико-математическая модель, связывающая концентрацию центров окраски в оптическом материале с плотностью потока и энергией воздействующих электронов. Приведены предварительные тестовые расчеты, в качестве рассматриваемого облучаемого материала взято стекло марки К-208, используемое в качестве защитного покрытия солнечных батарей космических аппаратов.

Модель накопления центров окраски

В математической модели описывающей динамику накопления радиационно-стимулированных дефектов в материале, при воздействии на него излучений космического пространства должно учитываться как распределение дозовых нагрузок по глубине материала, так и изменение спектрального состава излучений.

Поэтому в данной работе предполагается, что концентрация дефектов - центров поглощения материала должна зависеть как от времени, так и от пространственной координаты, характеризующей распределение дозовых нагрузок по глубине материала.

В модели рассматривается дефектообразование, стимулированное за счет электронного излучения. Для этого в рамках этой модели вводится функция источника центров окраски, вид которой, по своей форме, приблизительно повторяет распределение поглощенной энергии излучения и был определен в результате решения методом Монте-Карло задачи переноса электронов, перпендикулярно падающих на поверхность образца стекла К-208.

На основании представленных положений, динамика накопления центров окраски можно описывать следующим образом:

$$dn(x,t)/dt = A \cdot S_{\text{нормир}}(x) \cdot [n_{\text{total}}(x,t) - n(x,t)] - p(x)n(x,t) \quad (1)$$

$$n(x,t)|_{t=0} = 0 \quad (2)$$

где $n_{\text{total}}(x,t)$ - максимальное количество центров окраски, которые могут быть образованы в стекле при облучении, $A \cdot S_{\text{нормир}}(x)$ - нормированная функция источника, умноженная на амплитуду воздействия, $p(x)$ - вероятность разрушения центров окраски.

Функция источника имеет следующий вид:

$$S_i^{\text{rad}}(x) = a \exp[-b(x-c)^2] \quad (3)$$

a , b и c - параметры, значения которых зависят от начальной энергии E_0 и плотности потока электронов φ , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а также от состава и толщины материала. Рассчитанные значения параметров для стекла К-208 приводятся в таблице 1.

Таблица. 1. Параметры функции источника для стекла К-208 и квадрата коэффициента корреляции.

E_0 , кэВ	a_i	b	c	R^2
20	7,63645	0,3965	1,16101	0,99651
30	5,56866	0,09358	2,55928	0,99731
40	4,46193	0,03367	4,39059	0,99739
50	3,78517	0,01553	6,65745	0,99783
70	2,95972	0,00483	12,09502	0,99713
100	2,31129	0,00144	22,33877	0,99691

Далее, в качестве примера, в расчетах используется нормированная функция источника для случая электронного облучения с энергией 20 кэВ.

Тестовые расчеты

Для проведения тестовых расчетов были выбраны следующие значения параметров модели:

- максимальное количество центров окраски $n_{\text{total}} = 1$;

- вероятность разрушения $p(x) = p = 0.5$

Аналитическое решение будет иметь следующий вид:

$$n(x, t) = \left(\frac{A \cdot S_{\text{нормир}}(x) \cdot n_{\text{total}}}{A \cdot S_{\text{нормир}}(x) + p} \right) \cdot \{1 - \exp[-(A \cdot S_{\text{нормир}}(x) + p) \cdot t]\} \quad (4)$$

Для численного решения дифференциального уравнения использовался одношаговый метод Рунге-Кутты четвертого порядка. Ниже представлены решения задачи (1)-(2) в виде пространственно-временных распределений концентрации центров окраски для разных значений амплитуды A .

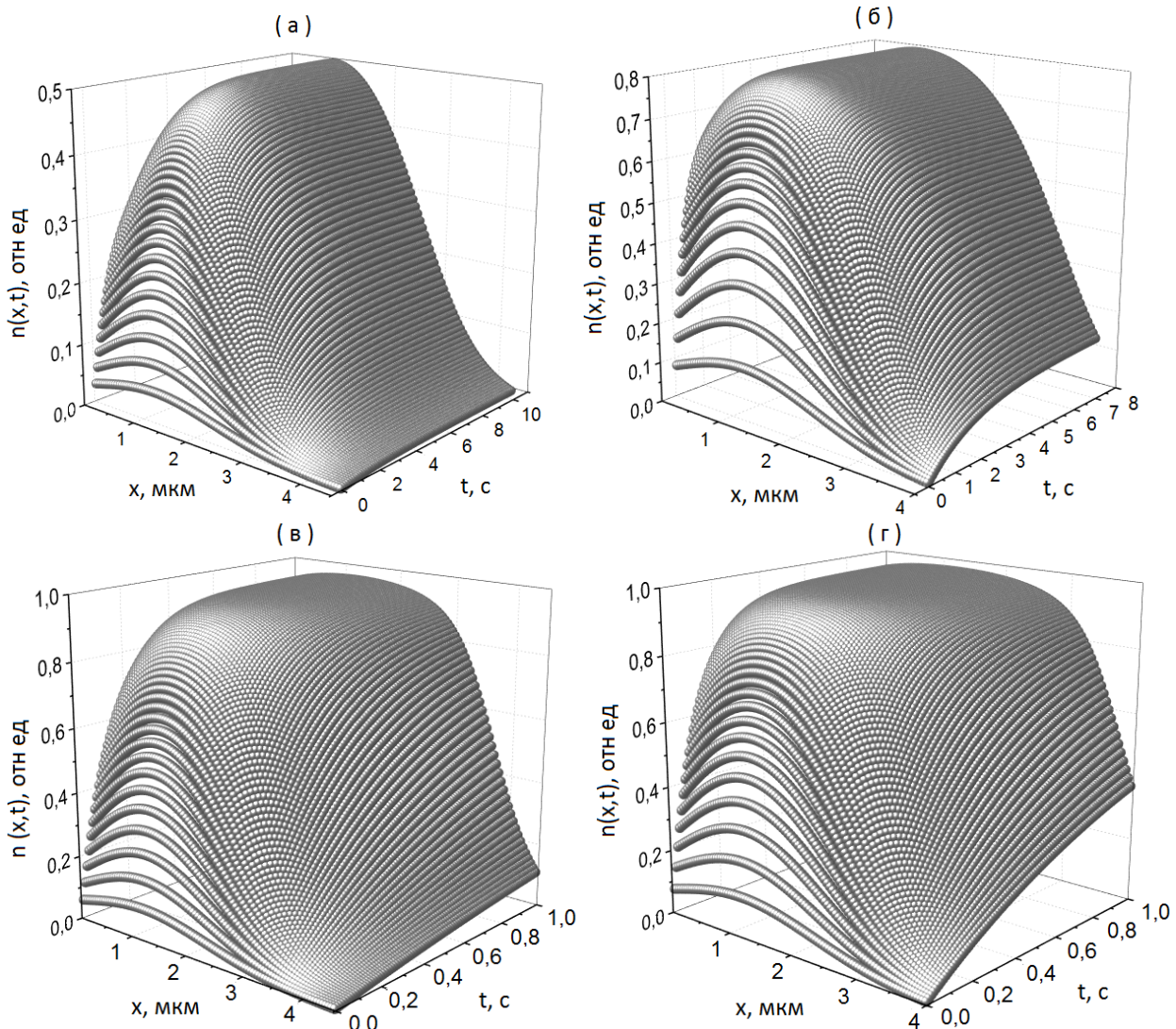


Рис. 1. Распределение $n(x,t)$ при различных значениях A : а – $A = 0.5$; б – $A = 2$; в – $A = 10$; г – $A = 13$

На рисунке представлены графики распределения концентрации центров окраски по глубине образца и по времени при различных значениях амплитуды воздействия. Отметим, что длина пробега электронов с энергией 20 кэВ составляет в стекле около 4,5 мкм.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что решение выходит на насыщение. Видно, что чем больше значение амплитуды, тем быстрее происходит насыщение, что соответствует имеющимся представлениям.

Заключение

Для оценки вклада центров окраски в деградацию материалов предложена модель накопления центров окраски, учитывающая распределение энерговыделения при облучении частицами в диапазоне от 20 кэВ до 100 кэВ.

Для численного решения полученного дифференциального уравнения применен одношаговый метод Рунге-Кутты был, четвертого порядка точности. Результаты моделирования показали, что решение, представляющее пространственно-временное распределение концентрации центров окраски, выходит на насыщение. Скорость выхода решения на насыщение зависит от амплитуды воздействия. Полученные результаты согласуются с современными представлениями об образовании и накоплении радиационных дефектов в стеклах.

1. Ю. Р. Закис, Дефекты в стеклообразном состоянии вещества. Рига: Зинатне, 1984. 202 с.
2. А.П. Сергеев, П.Б. Сергеев, Зависимости интенсивности полос поглощения в высококчистых кварцевых стеклах от флюенса электронного пучка // Оптический журнал, 2011. Т. 78, №5, С. 77-83.
3. В.И. Арбузов, Ф.В. Сучков Стабильность радиационной окраски оптических стекол// Оптический журнал, 2001. Т.68, №6, С. 85-96.
4. Р.Х. Хасаншин, А.Б. Надирадзе, Изменение оптических свойств функциональных поверхностей космических аппаратов при совместном воздействии электронов и ультрафиолета // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2013, №3, с. 73-78.
5. Р.Х. Хасаншин, В.И. Костюк, Н.Г. Александров, К моделированию осаждения продуктов собственной внешней атмосферы на поверхностях высокоорбитального космического аппарата // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2009. – Вып.– С.28-32
6. Р.Х. Хасаншин, Л.С., Новиков Изменения спектра пропускания стекла марки К-208 под действием ионизирующих излучений и молекулярных потоков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2014, №7, С. 83-87.
7. С. М. Бреховских, Ю. Н.Викторова, Л. М. Ланда, Радиационные эффекты в стеклах. М.: Энергоиздат ,1982. 182 с.
8. В.И. Арбузов, Основы радиационного оптического материаловедения: учебное пособие. СПб.: СПбГУИТМО, 2008. 284 с.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ПОТЕРЮ МАССЫ ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА, ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Власова А.М.⁽¹⁾, Литаров М.А.⁽²⁾, Хасаншин Р.Х.⁽²⁾

⁽¹⁾НУК ФН МГТУ им. Н.Э. Баумана, E-mail: allavlasova93@mail.ru; ⁽²⁾ОАО «Композит»

Введение

В связи с тенденцией к увеличению сроков активного существования изделий космической техники, предъявляются повышенные требования чистоте функциональных поверхностей космических аппаратов (КА) и к надежности прогнозирования уровней их загрязнения продуктами собственной внешней атмосферы (СВА). Острота этой проблемы обусловлена широким применением

полимерных композиционных материалов (ПКМ), которые являются основными источниками летучих веществ [1]. На потерю массы этих материалов значительное влияние оказывают температурные режимы и ионизирующие излучения космического пространства [2-3]. Для надежного прогнозирования необходимы физико-математические модели, описывающие процессы потери массы неметаллических материалов, используемых на КА, и алгоритмы позволяющие оценить параметры моделей при обработке соответствующих экспериментальных данных.

В данной работе представлены экспериментальные результаты термостимулированной потери массы материала ЭКОМ-1 и алгоритм оценки параметров модели этот процесс, таких как эффективные коэффициенты диффузии и десорбции.

Экспериментальная часть

Для экспериментов из материала ЭКОМ-1, нанесенного толщиной 100 мкм на металлическую подложку, были изготовлены образцы диаметром 30 мм. Определение динамики термостимулированной потери массы образцов проводилось на установке «Весы» ОАО «Композит» при следующих условиях: вакуум – 2×10^{-5} Па; температура образцов материала составляла $100 \pm 1^\circ\text{C}$; температура пьезорезонатора поддерживалась равной минус $187 \pm 0,5^\circ\text{C}$; массовая чувствительность пьезорезонатора составляла 5×10^{-9} г/(см² Гц). Образец материала с термодатчиком помещали на столик с нагревателем установки «Весы» и на период тестирования измерительной аппаратуры в течение часа выдерживали в вакууме при температуре $17 \pm 1^\circ\text{C}$. Далее образец нагревали до 100°C и наблюдали за динамикой потери массы в течение 24 часов (стандартное время испытаний для определения параметров потери массы материалов при тепловакуумном воздействии). В первые четыре часа изменение выходной частоты микровесов записывалось через каждую минуту, а далее через каждые 20 минут. Все эксперименты проводились при одинаковом взаимном расположении чувствительного элемента микровесов и образца материала.

Оценка эффективных коэффициентов диффузии и десорбции.

Для описания процесса потери массы ПКМ при вакуумно-тепловом воздействии воспользуемся математической моделью представленной в работе [4]. В этой модели полагается, что скорость потери массы прямо пропорциональна концентрации летучих веществ (ЛВ) в приповерхностном слое материала, а изменение их концентрации в материале обусловлено десорбцией с поверхности материал-вакуум адсорбированных ЛВ и диффузионным перераспределением ЛВ в материале. Толщина образца исследуемого материала намного меньше остальных линейных размеров, следовательно, можно пренебречь краевыми эффектами и рассматривать одномерную задачу: при этом потеря массы происходит только через свободную поверхность материал-вакуум. Таким образом, изменения

концентрации продуктов газовой выделения в образце материала можно описать уравнением:

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x,t)}{\partial x^2}, \quad 0 < x < l, \quad t > 0. \quad (1)$$

С граничными условиями и начальным условием:

$$\left. \frac{\partial C(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \left[D \frac{\partial C(x,t)}{\partial x} + kC(x,t) \right] \Big|_{x=l} = 0, \quad (2)-(3)$$

$$C(x,0) = C_0 = const, \quad (4)$$

где D – эффективный коэффициент диффузии, $мкм^2 \cdot с^{-1}$; k – эффективный коэффициент десорбции, $мкм \cdot с^{-1}$; l – толщина образца материала, $мкм$; C_0 – распределение концентрации ЛВ в материале в начальный момент времени, молекул· $мкм^{-3}$.

Решение системы (1)-(4) имеет вид:

$$C(x,t) = 2C_0 \cdot \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin(\mu_i) \exp(-\frac{D\mu_i^2 t}{l^2}) \cos(\frac{\mu_i x}{l})}{\mu_i + \sin(\mu_i) \cos(\mu_i)}, \quad (5)$$

где μ_i – корни трансцендентного уравнения $D\mu_i / kl = ctg(\mu_i)$. Тогда зависимость массы образца от времени имеет вид:

$$M(t) = m_{mol} \cdot k \cdot S \int_0^l C(l,t) dt = 2C_0' l \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\sin^2 \mu_i (1 - \exp(-\frac{D\mu_i^2 t}{l^2}))}{(\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i) \mu_i}, \quad (6)$$

где m_{mol} – масса молекул, S – площадь поверхности образца, $C_0' = kSC_0 m_{mol}$.

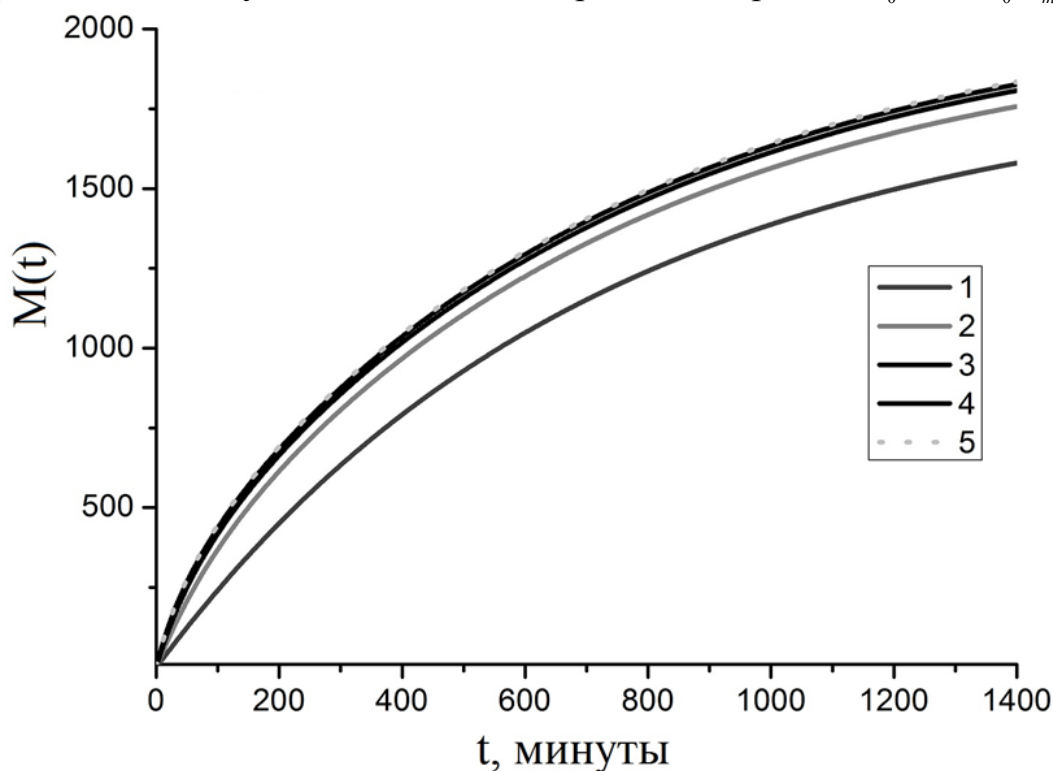


Рис. 1. Динамика потери массы для $n=1,2,3,4,5$

Из выражения (6) видно, что мы столкнулись с ситуацией, когда модель представляется бесконечным рядом. Так как нас интересует протекания процесса потери массы на достаточно длительном интервале времени, то для приемлемого описания нам достаточно ограничиться несколькими первыми членами ряда. На рис. 1 показано влияние количества слагаемых n в формуле (6) на результаты моделирования динамику потери массы. Из анализа этого рисунка следует, что для описания процесса можно ограничиться первыми тремя-четырьмя слагаемыми ряда, так как при дальнейшем увеличении n , результата практически не изменяется. Для построения алгоритма оценки параметров в данной работе использовалось четыре слагаемых ряда в формуле (6) и задача заключалась в нахождении таких значений параметров D и k , при которых функция (6) наилучшим образом приближает экспериментальные данные. Ориентируясь на метод наименьших квадратов (МНК), мерой близости модели (6) к экспериментальным данным будем считать сумму квадратов отклонений:

$$F(D, k) = \sum_{j=1}^N (Y_j - f_j)^2, \quad (7)$$

где Y_j – данные о термостимулированной потере массы ПМК в вакууме, полученные экспериментально для j -го момента времени, а f_j – значения, полученные из модели (7), для j -го момента времени. Используя модель потери массы получим:

$$f_j = 2C'_0 l \sum_{i=0}^4 \frac{\sin^2 \mu_i (1 - \exp(-\frac{D\mu_i^2 t}{l}))}{(\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i) \mu_i} \quad \text{и}$$

$$F(D, k) = \sum_{j=1}^N \left(Y_j - 2C'_0 l \sum_{i=0}^4 \frac{\sin^2 \mu_i (1 - \exp(-\frac{D\mu_i^2 t}{l}))}{(\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i) \mu_i} \right)^2.$$

Значения эффективных коэффициентов диффузии и десорбции ищутся путем, минимизации $F(D, k)$ по D и k . Однако на этом этапе мы сталкиваемся с рядом трудностей, вызванных видом целевой функции (7), которые не позволяют нам использовать самые популярные и эффективные, градиентные методы, а также делают процесс минимизации весьма затруднительным. Они обусловлены следующими обстоятельствами: 1) параметр модели, введенный в ходе ее получения, μ_i является неявно заданной функцией от D и k (см. формулу (6)). Это обстоятельство делает затруднительным аналитическое вычисление производных целевой функции; 2) Наличие большого количества локальных экстремумов, в широкой области которых градиент целевой функции (9) мал, приводит к ложному определению минимума.

Исходя из этих соображений, для решения поставленной задачи был применен Алгоритм поведения роя пчел (Artificial Bee Colony (ABC)) – довольно новый алгоритм для нахождения глобальных экстремумов (максимумов или минимумов) сложных многомерных функций. В базовой

версии, алгоритм выполняет своего рода соседней поиск в сочетании со случайным поиском и может использоваться для функциональной и комбинаторной оптимизации. Основным достоинством этого метода является то, что он не требует нахождения производных целевой функции по параметрам. Данный метод был впервые описан в работах [5] и [6].

Для оценки параметров использовались данные эксперимента описанного выше. По итогам проведения оценки параметров были получены следующие значения $D = 6.9 \text{ мкм}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $k = 0.7 \text{ мкм} \cdot \text{с}^{-1}$ и построены графики, аппроксимирующие экспериментальные данные (Рисунок 2).

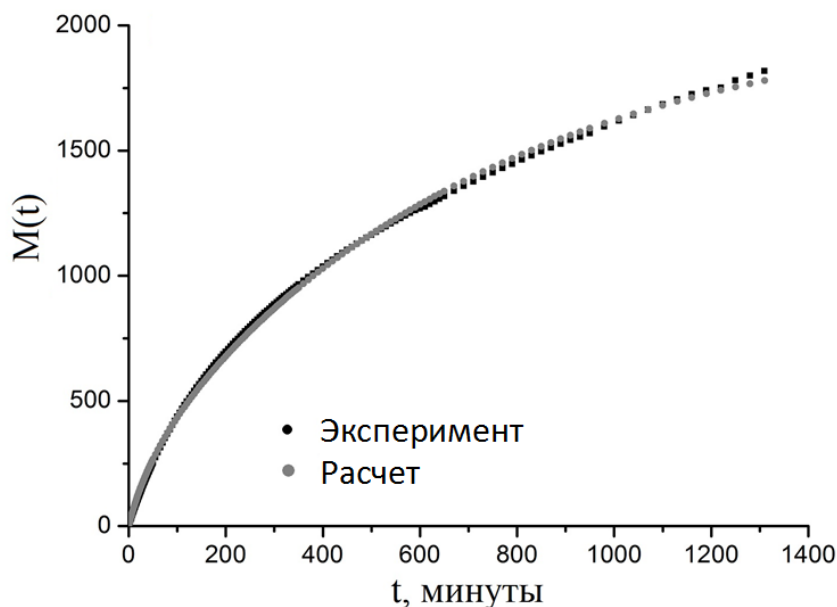


Рисунок 2. Кривые динамики потери массы, полученные экспериментально и при помощи модели.

Заключение.

В данной работе описаны методика эксперимента по исследованию термостимулированной потери массы ПКМ в вакууме, математическая модель этого процесса, и алгоритм получения оценки значений эффективных коэффициентов диффузии и десорбции по экспериментальным данным. Результаты расчётов, проведенных с использованием полученных параметров, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

1. Модель космоса. Под ред. Новикова Л.С. Выпуск 8. В 2-х томах // Москва: Изд. МГУ, 2007.
2. Р. Х. Хасаншин, В.И. Костюк, Моделирование влияния электронного излучения на газовыделение материалов внешних покрытий космических аппаратов. Вопросы атомной науки и техники, Сер.: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2005, вып. 1-2, с. 15-19.
3. Л.С. Новиков, Р.Х. Хасаншин, Влияние облучения электронами и протонами на потерю массы полимерного композита в вакууме // Физика и химия обработки материалов. 2013, № 5, С. 17-22.

4. В.И. Костюк, Р.Х. Хасаншин, К вопросу моделирования газовыделения материалами покрытий КА при термовакуумном воздействии //Космонавтика и Ракетостроение, вып. 3 (28), 2002, с.155-163.
5. D.T. Pham, A. Ghanbarzadeh, E.Кос, S. Otri, S. Rahim and M.Zaidi, The Bees Algorithm. Technical Note, Manufacturing Engineering Centre, Cardiff University, UK, 2005.
6. D. Karaboga, An idea based on honey bee swarm for numerical optimization, Erciyes University, Engineering Faculty, Computer Engineering Department 2005.

УСТОЙЧИВОСТЬ ДИСПЕРСНО-НАПОЛНЕННЫХ ПОЛИИМИДОВ И ПОЛИАМИДОИМИДОВ К ВОЗДЕЙСТВИЮ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА

К.С. Яковлев¹, К.Б. Вернигоров¹, М.Ю. Яблокова¹, В.Н. Черник²,
Л.С. Новиков²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет; ² Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ
E-mail: yks1985@yandex.com

Введение

В процессе эксплуатации космических аппаратов (КА) на низких околоземных орбитах их поверхность подвергается разрушению под действием агрессивных факторов внешней среды, таких как ионизирующее излучение различных типов, электромагнитное излучение, термоциклирование, бомбардировка пылевыми частицами, а также воздействие атомарного кислорода.

Атомарный кислород (АК) является доминирующим компонентом атмосферы Земли на высотах 200-700 км. Его плотность на этих высотах соответствует давлению порядка 10^{-6} - 10^{-8} торр, а средняя скорость, с которой атомы сталкиваются с поверхностью КА, близка к 8 км/с (орбитальная скорость КА). Энергия столкновения составляет примерно 5 эВ. Таким образом, окислительная способность кислорода усиливается несколькими факторами: наличием радикалов и ионов, повышенной поступательной энергией частиц. В результате полимерные материалы поверхности КА подвергаются значительной окислительной деструкции, в результате чего могут значительно изменяться их механические, оптические и электрофизические свойства [1].

Снижение разрушающего воздействия АК на низких космических орбитах является актуальной задачей космического материаловедения.

Высокую устойчивость к различным разрушающим факторам космического пространства показали полиимиды. Однако под действием АК происходит значительная окислительная деструкция этих полимеров, что приводит к ухудшению физико-химических, механических, оптических свойств материала и уменьшению срока его эксплуатации [1].

Можно выделить два направления модифицирования полимеров для повышения их устойчивости к воздействию АК: введение в полимер дисперсных наполнителей, устойчивых к воздействию (неорганические

наполнители, силоксансодержащие модификаторы), а также химическую модификацию полимеров силоксансодержащими фрагментами, формирующими при взаимодействии с АК защитные слои кремнезема. Исследование устойчивости образцов к воздействию АК в лабораторных условиях проводится с использованием травления высокоэнергетической кислородной плазмой.

Объекты исследования

В качестве объектов исследования были выбраны дисперсно-наполненные полимеры — полиимид (ПИ) и полиамидоимид (ПАИ), которые применяются в промышленности как электроизоляционные термостойкие лаки. Химические структуры элементарных звеньев исследованных полимеров представлены на рис. 1.

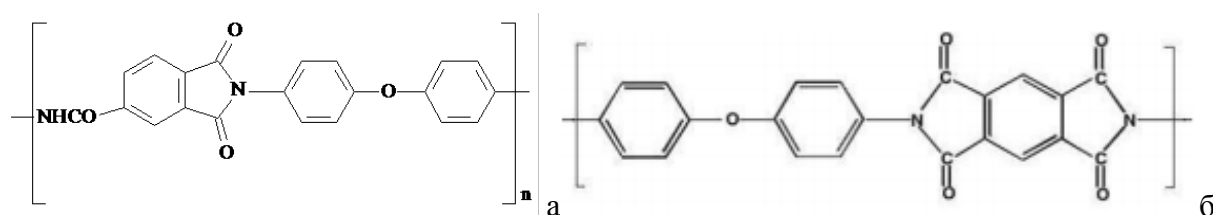


Рис. 1. Структура элементарных звеньев полиамидоимида ПАИ (а) и полиимида ПИ (б).

Ранее в работе [1] было показано значительное снижение деструктивного воздействия АК на ряд полиимидов при использовании в качестве наполнителей полисилоксанов и силиказолей.

В данной работе в качестве наполнителей был использован силиказоль (СЗ), а также алмазная шихта (АШ) — продукт детонационного синтеза алмазов. Строение частиц СЗ и АШ представлено на рис. 2.

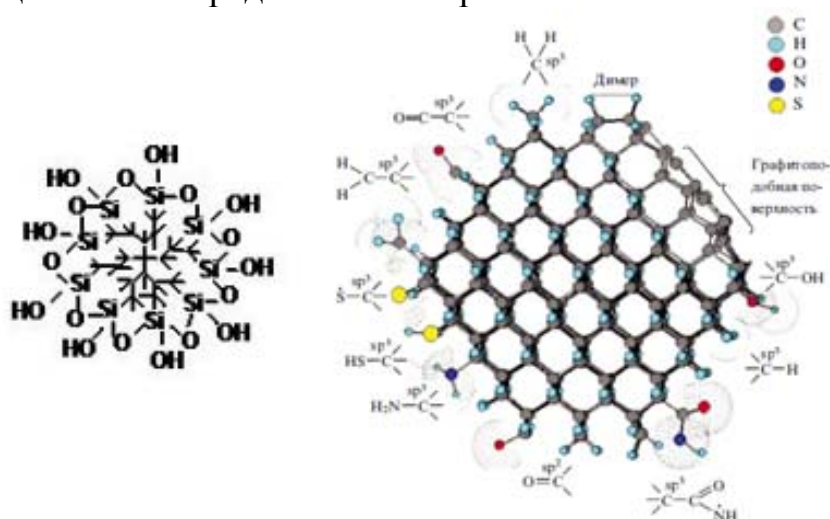


Рис. 2. Структуры частиц силиказоля [1] и алмазной шихты [2].

Частицы силиказоля содержат жесткое силоксановое ядро, окруженное гидроксильными группами. Размер частиц не превышает 10 нм.

Поверхность частиц алмазной шихты (детонационных наноалмазов — ДНА), образующихся при детонационном синтезе, представляет собой «бахрому» из различных кислородсодержащих функциональных групп. Средний размер

частиц составляет 4-7 нм. За счет высокой поверхностной энергии частицы ДНА обладают большой способностью к агрегации, образуя аморфные агрегаты размером до 200 мкм [2].

Экспериментальная часть

Полимерные композиты изготавливали в три этапа.

1. Приготовление смесевых композиций полимера и наполнителя с различным массовым соотношением компонентов при ультразвуковой обработке в течение 15-25 мин.

2. Нанесение смесевых композиций на стеклянные подложки и отверждение по заданному температурному режиму в сушильном электрошкафу.

Режим отверждения для ПАИ: нагрев до 200°C со скоростью 2 градуса в минуту, выдерживание при 200°C в течение 10 мин, затем охлаждение.

Режим отверждения для ПИ: 80°C — 1 ч, 100°C — 1 ч, 150°C — 1 ч, 200°C — 1 ч, 250°C — 1 ч, нагрев до 320°C. Скорость нагрева — 5°C в минуту.

Были приготовлены две серии пленок состава ПАИ — АШ и ПИ — АШ с содержанием АШ 0,6; 1,2; 4,5 и 9%, а также пленки состава ПАИ — СЗ с содержанием силиказоля 2, 4 и 8%.

Обработка поверхности образцов АК была выполнена на магнитоплазменно-динамическом ускорителе кислородной плазмы (отдел ядерно-космических испытаний НИИЯФ МГУ) [3], генерирующим поток высокоэнергичных нейтральных и ионизованных атомов кислорода. После облучения поверхность была исследована методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Для определения объемных и массовых коэффициентов эрозии исследуемых материалов была использована общепринятая методика расчета флюенса АК из изменения толщины и удельных потерь массы образца-свидетеля (полиимид Каптон Н) [1].

Результаты и обсуждение

Во всех сериях образцов, подвергнутых облучению, образцы с более высоким содержанием наполнителя показали большую устойчивость к воздействию плазмы. Наибольшее снижение массового коэффициента эрозии было отмечено в образцах, содержащих силиказоль (Рис. 3).

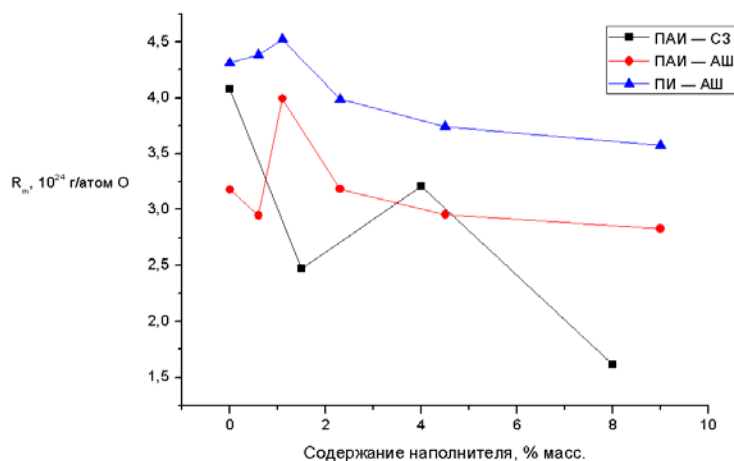


Рис. 3. Результаты облучения композитов, содержащих различные наполнители.

При замене силиказоля на АШ эффект снижения эрозии наблюдается в меньшей степени, что связано с меньшей устойчивостью частиц шихты к АК. Несмотря на высокую устойчивость частиц АШ, функциональные группы, составляющие их поверхность, оказываются более способными к окислению.

В сериях композитов, содержащих АШ в количестве 1,2 % масс. наблюдается увеличение коэффициентов эрозии по сравнению с чистым полимером, что может быть связано с образованием дефектных областей при структурировании полимера в присутствии наполнителя.

При увеличении содержания АШ на микрофототографиях поверхности композитов после облучения атомарным кислородом наблюдается характерная ворсовидная структура, такая же как и при введении силиказоля. В образцах, содержащих силиказоль, видны грибовидные структуры, в которых «шляпку» образуют устойчивые к воздействию АК частицы, а «ножку» — структурированный слой полимера, экранированный этой «шляпкой» (Рис. 4).

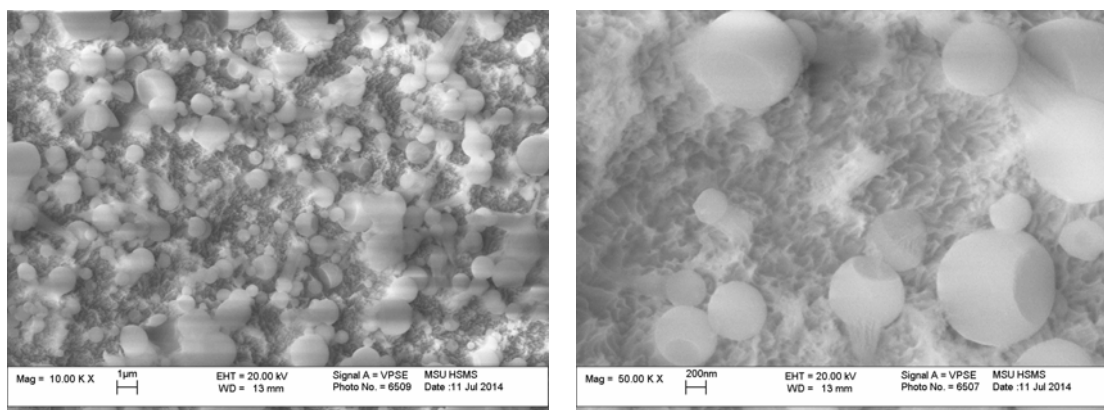


Рис. 4. Микрофототографии поверхности композитов с силиказолем после травления (ПАИ + 4% СЗ).

Размер шарообразных частиц (1-2 мкм) значительно превышает размер наночастиц силиказоля (10 нм), что свидетельствует об образовании агломератов в процессе формирования пленочных композитов.

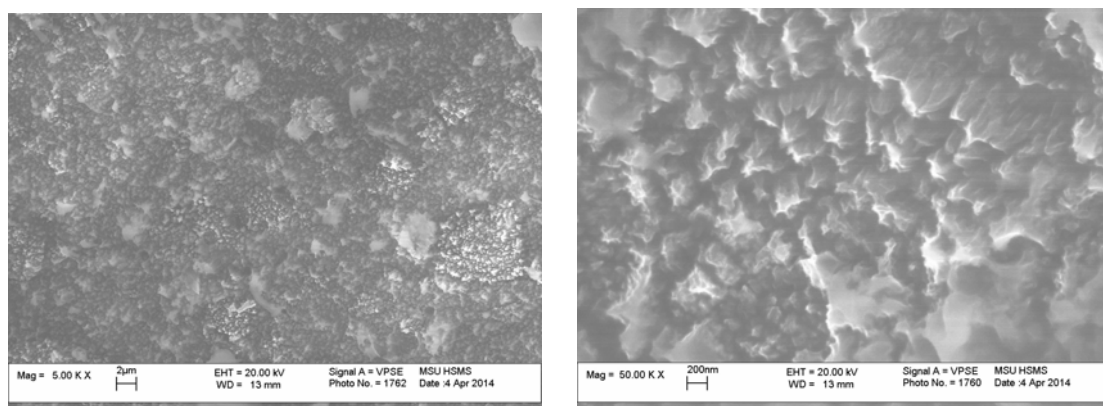


Рис. 5. Микрофототографии поверхности композитов, содержащих АШ (ПАИ+9% АШ).

В образцах, содержащих АШ, также имеются неповрежденные участки поверхности, однако выраженной «грибовидной» структуры не наблюдается,

что может быть связано с наличием различных функциональных групп на поверхности частиц АШ, по разному подверженных воздействию, что приводит к неоднородности структуры поверхности (Рис. 5). Размер образовавшихся кластеров так же, как и в случае силиказоля, на два порядка превышает размер исходных наночастиц (5-20 нм).

Заключение

Установлено, что введение нанонаполнителей различной природы повышает устойчивость полиимидных и полиамидоимидных пленок к воздействию атомарного кислорода.

Проведенные эксперименты подтвердили применимость метода облучения высокоэнергетической кислородной плазмой при исследовании влияния наполнителей различной природы на свойства полимерных композитов.

1. К.Б. Вернигоров. Влияние особенностей структуры дисперсно-наполненных полиимидов на их устойчивость к действию высокоэнергетичной кислородной плазмы. Диссертация на соискание степени кандидата наук. М., 2012.
2. В.А. Герасин, Е.М. Антипов, В.В. Карбушев, В.Г. Куличихин, Г.П. Караваева, Р.В. Тальрозе, Я.В. Кудрявцев. Новые подходы к созданию гибридных полимерных нанокомпозитов: от конструкционных материалов к высокотехнологичным применениям. Успехи химии, 82 (4), с. 303–332. М, 2013.
3. Л.С. Новиков, В.Н. Черник. Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении. – М.: Университетская книга, 2008, 90 с.

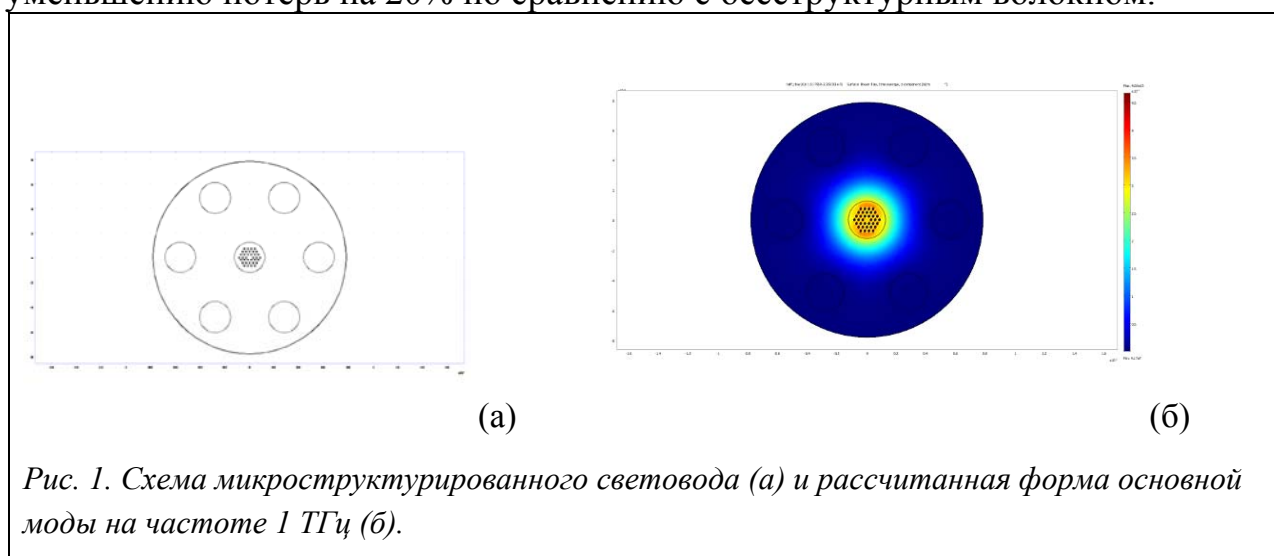
ВОЛНОВОДЫ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г. Савельев, М.М. Назаров, Е.В. Хайдуков В.И. Соколов
Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН
E-mail: a.g.savelyev@gmail.com

Терагерцовое (ТГц) излучение соответствует длинам волн 0.1-1 мм и хорошо проходит сквозь различные преградные материалы, при этом сильно поглощаясь в воде. Также терагерцовые волны благодаря большой длине волны слабо рассеиваются. Наличие межмолекулярных резонансов в этой спектральной области открывает перспективы применения в таких направлениях, как спектроскопия, медицина, а также неразрушающая дистанционная диагностика [1, 2]. Источниками ТГц являются лампы обратной волны, синхротроны, а с недавнего времени системы на базе фемтосекундных или квантово-каскадных лазеров, кроме того ТГц составляют часть теплового излучения астрономических объектов. В качестве приемников непрерывного излучения применяются ячейки Голея, болометры, а для импульсного ТГц чаще применяются лазерные методы. Тем временем проблема доставки терагерцового излучения остается актуальной и вызывает определенный интерес как исследователей институтов, так и коммерческих компаний [3,4,5].

Одним из альтернативных решений является использование полимерных волноводов для передачи электромагнитных волн ТГц диапазона, которые обладают гибкостью и более технологичны по сравнению с существующими металлическими СВЧ волноводами, в которых излучение распространяется по воздуху, испытывая потери при отражении от металлических стенок волновода. Наиболее подходящими полимерными материалами являются вещества не содержащие водородные связи, в частности термопласты: полиэтилен, полипропилен, полиметилпентен и сополимеры норборнена и этилена. Собственное поглощение этих материалов минимально и составляет $0.1-1 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне $0.5-1 \text{ ТГц}$ [5], однако это позволяет передавать электромагнитное излучение на расстояния лишь несколько дециметров. В данной работе представлены изготовленные образцы полимерных волноводов со специальной структурой для уменьшения потерь, а также результаты моделирования распространения в них электромагнитного излучения терагерцового диапазона.

Поскольку наименьшим поглощением в ТГц области спектра обладает вакуум, либо воздух, в котором отсутствуют пары воды [6], то при создании дизайна полимерных волноводов возникает задача локализации значимой части электромагнитного поля внутри воздушных полостей. Для реализации данного подхода мы предлагаем дизайн волновода с микроструктурированной сердцевиной (Рис.1а). Внешняя оболочка имеет 6 отверстий, заполненных воздухом, а в центре расположена сердцевина, изготовленная из материала с более высоким показателем преломления, чем материал оболочки. Причем внутри сердцевины располагаются отверстия субволнового размера. В изображенной на рисунке 1а конфигурации показатель преломления полимерного материала сердцевины $n_1 = 1.6258$, оболочки $n_2 = 1.5258$, диаметр световедущей жилы $D = 0.25 \text{ мм}$, диаметры полостей в оболочке и в световедущей жиле $d_1 = 0.25 \text{ мм}$, $d_2 = 0.0125 \text{ мм}$ соответственно. На рисунке 1б показано численное моделирование распространения электромагнитного излучения на частоте 1 ТГц для основной моды. Расчет проведен с использованием метода конечных элементов. Показано, что происходит локализация электромагнитного поля внутри воздушных полостей, что приводит к уменьшению потерь на 20% по сравнению с бесструктурным волокном.



Наша технология создания микроструктурированного полимерного волокна

включает несколько стадий. Процесс изготовления начинается с подготовки преформ. Для этого гранулы полипропилен марки Бален нагреваются в стеклянной пробирке до температуры 220 °С при которой полимер размягчается и превращается в сильно вязкую жидкость. Для удаления образовавшихся воздушных пузырьков разогретая масса выдавливается через узкое отверстие в дне пробирки в металлическую форму, нагретую до 180 °С. После заполнения цилиндрической металлической формы расплавом полимера температура уменьшается и вязкая консистенция затвердевает, образуя цилиндрическую заготовку диаметром 19.5 мм. Торцы полученных заготовок тщательно шлифуются, и затем в них сверлятся отверстия необходимого диаметра. На рисунке 2 изображена фотография преформы сердцевины с 19 воздушными полостями диаметра 3мм. Изображенная на рисунке 2 преформа вытягивается при температуре 185 °С в 19 раз в длину, при этом диаметр преформы уменьшается до 4.5 мм. Полученный образец используется в дальнейшем для создания сердцевины волокна.



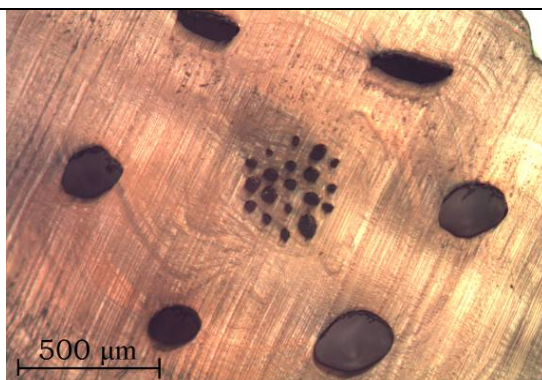
Рис. 2. Фотография микроструктурированной преформы с просверленными воздушными полостями.

Преформа для оболочки имеет диаметр 19.4 мм и в ней просверливаются 6 отверстий диаметром 3.5 мм и центральное отверстие диаметром 4.5 мм. В центральную полость вставляется преформа для сердцевины с 19 полыми каналами. Получившаяся составная преформа изображена на рисунке 3а.

Заключительной стадией является процесс вытягивания конечного волокна из представленной на рисунке 3а составной преформы (Рис. 3б). В результате получается волокно с сердцевиной, имеющей субволновые воздушные каналы, что позволяет уменьшить потери.



(а)

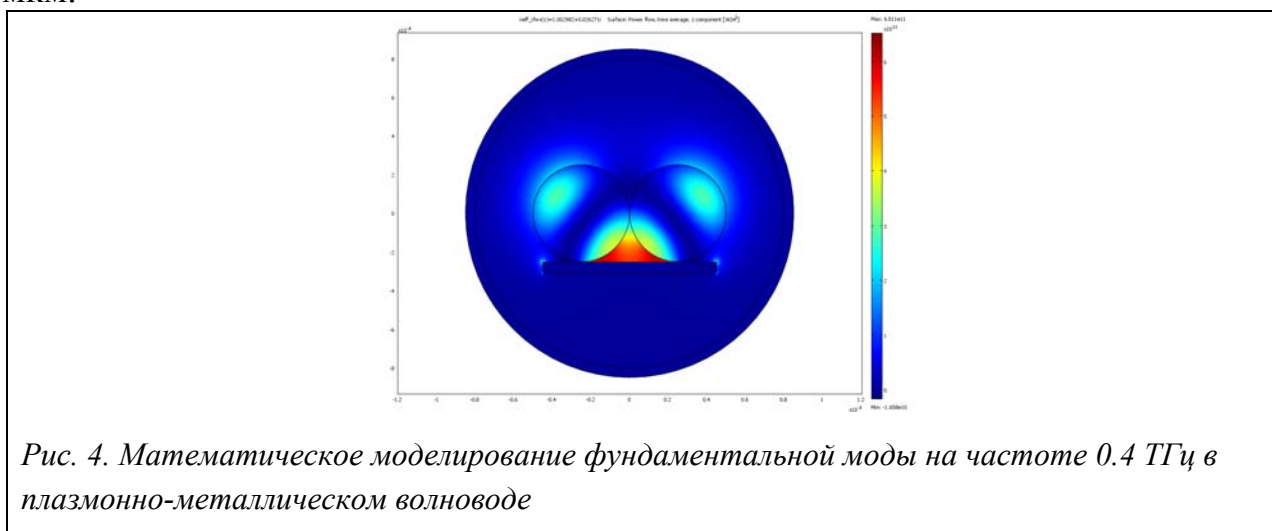


(б)

Рис. 3. Фотография составной преформы (а) и торца вытянутого из нее готового полимерного волокна (б).

Альтернативным подходом для локализации электромагнитного излучения в воздухе является создание полимерно-металлических волноводов в которых могут образовываться поверхностные плазмоны на границе металла и воздуха вблизи тонкого полимерного участка. Этот подход направлен на уменьшение потерь и многомодовости, которые существенны в волноводах типа металлизированных трубок или стандартных полимерных волноводах. Такие плазмонно-диэлектрические волноводы потенциально могут обладать малым затуханием и дисперсией [7].

Мы предлагаем дизайн волновода, использующего новый плазмонный механизм удержания электромагнитного поля в направлении нормали к поверхности волновода. Данная конфигурация состоит из металла, на поверхности которого располагаются диэлектрические направляющие нити. ТГц поле практически не проникает вглубь металла и при этом слабо локализуется внутри полимера, в результате чего плазмонная мода распространяется преимущественно в воздушном пространстве. На рисунке 4 показан результат математического моделирования такого волновода методом конечных элементов. Расчет проведен для частоты 0.4 ТГц для фундаментальной плазмонной моды. Структура состоит из металлической серебряной пластины на поверхности которой располагаются диэлектрические направляющие стержни диаметром 400 мкм. Видно, что локализация электромагнитного поля происходит в воздушном зазоре, что приводит к уменьшению поглощения вдвое по сравнению с бесструктурным волокном. Было определено, что уменьшение затухания может происходить только в том случае, если диэлектрические направляющие цилиндрической формы будут иметь размер меньше длины волны электромагнитного излучения. В частности, для частоты 0.4 ТГц, диаметр стержней должен быть не более 500 мкм.



Описанные в данной работе структуры могут найти применение для передачи ТГц излучения при создании перспективных компактных ТГц приборов и интегрально-оптических применений с терагерцовой частотой передачи данных. Помимо численного счета с представленными образцами был проведен эксперимент методами импульсной ТГц спектроскопии во временном

представлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00846 А).

1. D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and Ch. Fattinger. “Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors”. J. Opt. Soc. Am. B. Vol. 7, pp. 2006-2015, 1990.
2. S.Wang and X-C Zhang. “Pulsed terahertz tomography”. J. Phys. D. Appl. Phys. Vol. 37,2004.
3. A. Markov, S. Gorgutsa, H. Qu, M.Skorobogatiy. “Practical Metal-Wire THz Waveguides”. arXiv:1206.2984 [physics.optics], 2012.
4. J. A. Harrington, R. George, P. Pedersen, and E. Mueller. “Hollow polycarbonate waveguides with inner cu coatings for delivery of terahertzradiation”. Opt. Express. Vol. 12, pp. 5263–5268, 2004.
5. S. Atakaramians, S. Afshar V., T. M. Monro, and D. Abbott. “Terahertz dielectric waveguides”. Advances in Optics and Photonics. Vol. 5, pp. 169–215, 2013.
6. A. Dupuis, J.-F. Allard, D. Morris, K. Stoeffler, Ch. Dubois, M. Skorobogatiy. “Fabrication and THz loss measurements of porous subwavelength fibers using a directional coupler method”. Optics Express. Vol. 17, pp. 8012–8028, 2009.
7. M.M. Nazarov, E.A. Bezus, A.P. Shkurinov. ”Thin and thick dielectric films for THz surface plasmon control”. Laser Physics. Vol. 23, p. 056008, 2013.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ МАССИВОВ ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ВДОЛЬ НАПРАВЛЕНИЯ РОСТА

К.А. Букунов¹, Н.Г. Чеченин²

¹ Научно-образовательный центр по нанотехнологиям МГУ; ² Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: bukunov.kirill@physics.msu.ru

Уникальные свойства углеродных нанотрубок (УНТ) были обнаружены вскоре после их открытия в 1991 году. Однако особо выдающиеся показатели, благодаря которым УНТ стали широко известными в нанотехнологической области знаний, были получены либо при наблюдении конкретных свойств на одиночных, близких к идеальным, нанотрубках, либо были предсказаны на основании атомно-идеальных моделей. Таким образом, популярные цифры в порядках величин, характеризующие свойства данных нанообъектов, являются предельными оценками или рекордными лабораторными значениями и сильно отличаются от тех, которые характеризуют коммерчески доступные образцы. До сих пор не существует рентабельного метода синтеза высокоупорядоченных УНТ с заранее определёнными свойствами на нелабораторных масштабах. Связано это с отсутствием совершенной теории, детально и однозначно описывающей механизм роста УНТ. Ни одна из предложенных моделей роста не является всеобъемлющей и окончательно достоверной на сегодня [1]. В связи с этим, актуальны исследования структуры данных нанообъектов различными методами, в том числе методом рамановской спектроскопии.

При резонансном рамановском рассеянии света на углеродных материалах, имеющих sp^2 -связи между атомами углерода, отношение интенсивностей

максимумов пиков I_D/I_G в типичном спектре, так же как и I_{2D}/I_G , оказывается информативным параметром при анализе спектра и характеризует степень разупорядоченности структуры, которая, в свою очередь, связана с наличием и количеством дефектов¹ в структуре. Существование дефектов в структуре определяет размеры границ бездефектных (идеальных) графитовых кластеров L_a (вдоль графеновых слоёв), что является численной мерой степени кристалличности (упорядоченности) sp^2 -углеродных структур [2]. Очевидно, что уменьшение численных значений степени кристалличности эквивалентно увеличению степени разупорядоченности.

В случае если возбуждающее излучение удовлетворяет определённым условиям ([2],[4]), параметр I_D/I_G хорошо коррелирует с размером графитовых кластеров L_a в образце

$$L_a[\text{нм}] = \frac{560}{E_L^4[\text{эВ}^4]} \left(\frac{I_D}{I_G} \right)^{-1}$$

Поэтому, оценивая параметр I_D/I_G вдоль направления роста УНТ в массиве, можно проследить, как изменяется количество дефектов в, так называемой, структуре «леса» многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ), то есть распределение дефектов по высоте «леса»².

В данной работе проводилось получение и исследование рамановских спектров микроразмерных участков массива вертикально ориентированных МУНТ. Серия последовательных участков выбирались на одной прямой, перпендикулярной плоскости подложки, вдоль направления роста массива. Параметры спектров данных участков исследовались в зависимости от равномерного (с шагом 20 мкм) изменения положения данного участка от подложки (начало «леса») до максимальной высоты массива (верх «леса») вдоль направления его роста (параметр h). Характерная высота массива варьировалась от 400 до 600 мкм в зависимости от образца и выбора конкретной прямой вдоль роста «леса». Случайная выборка прямых траекторий вдоль рассматриваемого направления формировала статистику данных. Характеристикой, в оценке которой заключалась основная цель работы, являлось распределение дефектов в структуре «леса» МУНТ вдоль направления его роста.

Исследуемые образцы массивов МУНТ были получены методом пиролитического газофазного осаждения (CVD) смеси циклогексана и ферроцена на кремниевую подложку в потоке азота при температуре 860 °С [3]. Рамановские спектры были получены при длинах волн возбуждающего источника света: 473 нм, 633нм. Размер области локализации лазерного пучка

¹ Под дефектами понимаются отличия от идеального расположения атомов углерода в решётке графенового листа: избыточные атомы, их дислокации, коллективные напряжения связей, sp^3 -связи и др.

² Хотя вопрос о точной интерпретации L_a в случае многостенных УНТ до сих пор открыт. Он содержится в более общем вопросе о соответствии различных дефектов (из классификации возможных в массивах МУНТ) и их вкладов в степень разупорядоченности структуры.

на поверхности образца составлял 1–2 мкм, спектральное разрешение – менее 2 см^{-1} . Время экспозиции каждого спектра варьировалось от 1 до 5 минут в зависимости от качества облучаемой поверхности.

При фиксированной длине волны характерная серия экспериментальных спектров³ (рис. 1) вдоль высоты исследуемого массива МУНТ содержит хорошо различимые (основные) узкие пики: D ($1300\text{--}1400 \text{ см}^{-1}$), G ($1580\text{--}1600 \text{ см}^{-1}$), $2D$ или G' ($2600\text{--}2700 \text{ см}^{-1}$) и плохо различимый пик D' ($1600\text{--}1620 \text{ см}^{-1}$).

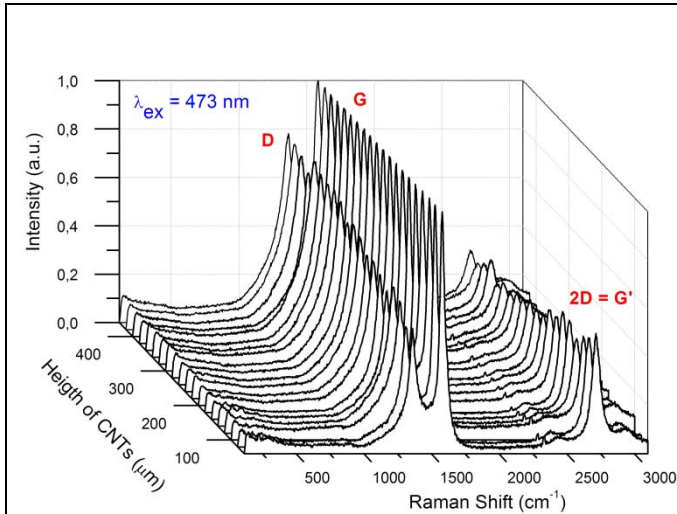


Рис. 1. Изменение нормированного рамановского спектра в направлении роста массива МУНТ.

Область $100\text{--}300 \text{ см}^{-1}$ не содержит характерных для одностенных УНТ RBM-мод, что свидетельствует о многостенности УНТ. Положение максимумов трех основных пиков⁴ всегда остаётся постоянным вдоль различных направления роста «леса», что свидетельствует о фиксированном распределении длин C-C связей однородно по всему образцу. Соотношения I_D/I_G и I_{2D}/I_G статистически регулярно изменяются в направлении роста «леса» (рис. 1). Закономерность изменений хорошо аппроксимируется линейной зависимостью в большом интервале положений анализируемых участков на профиле «леса»: от 60 мкм над подложкой до максимальной высоты массива. Численные параметры линейных зависимостей $I_D/I_G(h)$, $I_{2D}/I_G(h)$, полученных в пределах одной серии спектров, близки по модулю, но в случае коэффициента их наклона различны по знаку (рис. 2).

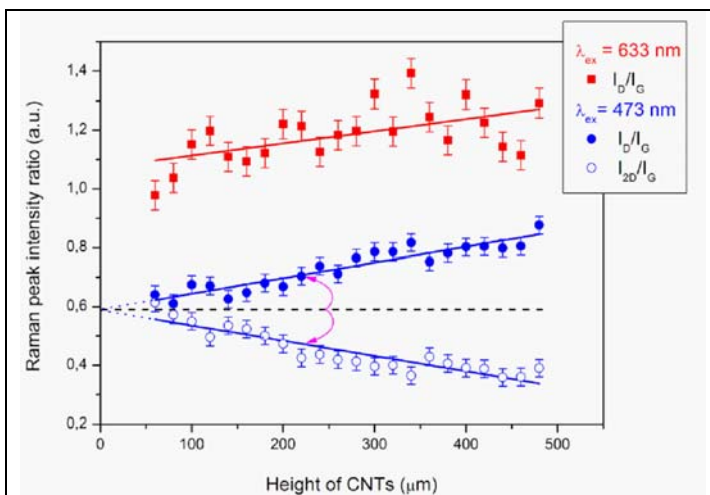


Рис. 2. Сравнение изменений отношений интенсивности основных пиков в направлении роста массива МУНТ. Линейные аппроксимации.

аппроксимируется линейной зависимостью в большом интервале положений анализируемых участков на профиле «леса»: от 60 мкм над подложкой до максимальной высоты массива. Численные параметры линейных зависимостей $I_D/I_G(h)$, $I_{2D}/I_G(h)$, полученных в пределах одной серии спектров, близки по модулю, но в случае коэффициента их наклона различны по знаку (рис. 2).

Возрастание отношения I_D/I_G по направлению роста «леса» свидетельствует о возрастании степени разупорядоченности участков наноструктуры при отдалении от подложки. Поэтому можно сделать вывод, что при росте нанотрубок в процессе их синтеза динамика образования дефектов оставалась не постоянной и зависела от текущей высоты сформированного массива h . Различие же знаков $I_D/I_G(h)$ и $I_{2D}/I_G(h)$, упомянутое выше, является следствием сохранения

³ Нормировка всех спектров производилась на значение максимума G -пики.

⁴ Использовалась параболическая аппроксимация в малой окрестности максимумов.

числа возбуждающих фотонов, взаимодействующих с облучаемой структурой, если рассматривать данное явление в рамках принятой модели нелинейного процесса стимулированного рамановского рассеяния, который возникает при больших амплитудах электрического поля возбуждающей световой волны, что имело место в данном эксперименте.

Аналогичные экспериментальные данные с характерной тенденцией были получены при возбуждении образцов лазером с длиной волны 633 нм (рис. 2). Основное различие спектров, снятых с использованием разных энергий возбуждающего источника, заключается в различии значений I_D/I_G , усредненных по направлению роста «леса»: оно зависит обратно пропорционально четвёртой степени энергии возбуждающего источника, что соответствует данным, описанным в работе [4], где естественное усреднение имело место в силу особенности эксперимента.

Полагая зависимость параметра разупорядоченности структуры I_D/I_G вдоль направления роста массива МУНТ от h линейной и, учитывая неоднократно упоминаемое в работах ([2],[4]) эмпирическое уравнение, связывающее изменение размеров графитовых кластеров L_a с рассматриваемым параметром h и энергией возбуждающих фотонов E_L (либо длиной их волны λ_{ex}), можно получить оценку для распределения L_a вдоль направления роста «леса» (полагая λ_{ex} фиксированной) и для L_a на максимальной высоте «леса» H .

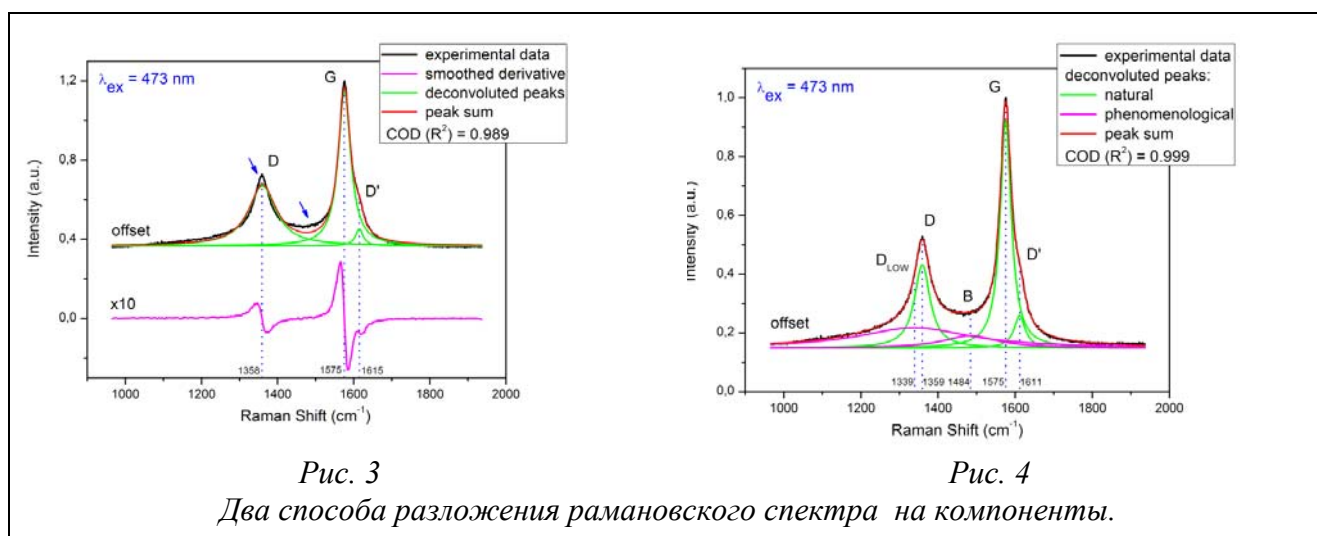
$$L_a[h] = 235 \lambda_{ex}^4 [\text{мкм}] \left(\frac{I_D}{I_G} \right)^{-1} \left. \begin{array}{l} \frac{I_D}{I_G}(h) = ah + b \\ \Rightarrow L_a(h)|_{(h=H)} = \frac{235 \lambda_{ex}^4}{aH + b}, L_a \downarrow \text{ при } H \uparrow \\ L_a(h)|_{(h=0)} = \frac{235 \lambda_{ex}^4}{b} = const > 0 \end{array} \right\}$$

Первое следствие из полученной формулы является качественным выводом, который прежде упоминался как факт в работе [4], второе – является непротиворечивым, с физической точки зрения, фактом. Исходя из явного вида формулы, можно сделать предположение о существовании (либо условно разделить), по крайней мере, двух качественно различных типов дефектов: распределение одних постоянно по высоте h , их численная мера задаётся исходным граничным условием – подложкой, связано с численным параметром b ; распределение вторых монотонно увеличивается по направлению роста «леса», связано с численным параметром a .

Помимо трех основных пиков, экспериментальный спектр содержит значительно менее выраженный D' -пик, который тоже зависит от дефектов. Механизм его формирования отличается от других, в том числе, поэтому он слабо обнаруживается относительно основных. Ввиду его близкого расположения к интенсивному G -пику, для получения достоверной информации о его параметрах необходимо прибегать к процедурам численного дифференцирования и однозначного разложения сложного экспериментального спектра на лоренцевы компоненты⁵, характерные для резонансного

⁵ Предполагая, в первом приближении, что форма спектральных линий есть суперпозиция пиков с лоренцевой формой линий.

рамановского рассеяния (рис. 3). При аппроксимации тремя компонентами суммарный теоретический спектр имеет провалы относительно



экспериментального в некоторых областях (особенно в областях, помеченных стрелками на рис.3), что, вероятно, говорит о наличии неучтенных компонент, которые формируют нелинейный фон экспериментального спектра. Суммарный теоретический спектр, с учётом предположения о двух⁶ дополнительных феноменологических лоренцевых компонентах, коррелирует

Несмотря на то, что на данный момент не имеет место теоретическое обоснование феноменологически введённых выше пиков, их формальный учет играет важную роль в разложения спектра. Так как помимо положения и значения максимума у лоренцевой кривой присутствует еще один независимый параметр – ширина пика, потенциально содержащий информацию об исследуемой структуре, достоверное и однозначное разложение спектра на компоненты необходимо для его оценки. Данный тезис задаёт вектор дальнейших исследований в данной области.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-01230, № 14-02031147 мол_а. Конфокальная рамановская спектроскопия проводилась на оборудовании ОФЯЯ НИИЯФ МГУ.

[1] M. Kumar. “[Carbon Nanotube Synthesis and Growth Mechanism](#)”. Carbon Nanotubes - Synthesis, Characterization, Applications (ISBN: 978-953-307-497-9), Ch.8, pp.147-170, 2011.

[2] Э.А. Сморгонская, Т.К. Звонарева, Е.И. Иванова, И.И. Новак, В.И. Иванов-Омский. “Однофонные рамановские спектры углерода в композитных плёнках, полученных модифицированием аморфного гидрированного углерода медью и кобальтом”. Физика твердого тела, № 45 (9), с. 1579–1589, 2003.

[3] A.V. Makunin, N.G. Chechenin, A.A. Serdyukov, K.E. Bachurin, and E.A. Vorobyeva. “Technological characteristics of the processes of carbon nanostructure production by the methods of plasma_arc and gas_pyrolytic deposition”. Inorganic Materials: Applied Research, Vol. 2 (3), pp. 252–255, 2011.

[4] N. Soin, S.S. Roy, S.C. Ray and J.A. McLaughlin. “Excitation energy dependence of Raman bands in multiwalled carbon nanotubes”. Journal of Raman Spectroscopy, Vol. 41, pp. 1227–1233, 2010.

⁶ Аналогичное разложение имело место в некоторых единичных работах, в том числе в [2].

РАЗРАБОТКА ЗАДАЧ ПРАКТИКУМА НА СИСТЕМАХ ЛУЧЕВОГО ПЛАНИРОВАНИЯ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

А.В. Белоусов¹, У.А. Близнюк², П.Ю. Борщеговская¹, С.М. Варзарь¹,
Я.П. Владимирова¹, Г.А. Крусанов¹, А.П. Черняев^{1,2}

1) *Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова;*

2) *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына*
E-mail: chernyaev@rector.msu.ru, alexeevapo@mail.ru

Сегодня в отделениях лучевой терапии онкологических клиник России существует нехватка квалифицированных сотрудников, исполняющих обязанности медицинских физиков, которые смогут работать на современном оборудовании для лучевой терапии. Медицинский физик отвечает за обеспечение требования точности при подведении лечебной дозы радиации к опухоли с минимальным поражением соседних здоровых тканей, гарантию качества и безопасность лучевого лечения.

Лидерами подготовки медицинских физиков в России являются физический факультет Московского университета и НИЯУ МИФИ, где целевые учебные программы развиваются с 1990-ых годов.

На кафедре физики ускорителей и радиационной медицины ведется специальная подготовка студентов, в ходе которой студенты прослушивают специальные курсы и выполняют часть лабораторных заданий на действующем клиническом оборудовании.

В 2013 году благодаря совместному сотрудничеству кафедры физики ускорителей и радиационной медицины и ЗАО «МСМ-Медимпекс» в ядерном практикуме были установлены системы планирования лучевого лечения онкологических заболеваний Monaco и Xio фирмы Elekta, широко используемые в клиниках России и стран Европы. Для построения плана облучения необходима согласованная работа врача, очерчивающего интересующую область на томографических снимках пациента, и медицинского физика, планирующего ход облучения. Уже начиная со второго курса студенты кафедры имеют возможность осуществлять практические занятия на этих системах, осваивать их для дальнейшей работы в ведущих медицинских центрах страны.

Кафедра физики ускорителей и радиационной медицины Физического факультета планирует организовать совместные практические занятия для студентов физического факультета и факультета фундаментальной медицины на системах лучевого планирования, установленных на физическом факультете МГУ. Предполагается таким образом смоделировать реальную ситуацию совместной работы врача и физика в клинике. Студент-медик будет осуществлять оконтуривание интересующего объема на различных срезах, полученных с помощью томографии, студент-физик будет планировать

облучение, искать наилучшие направления облучения, варьировать энергию и количество фракций для достижения оптимального плана лечения.

Одной из разрабатываемых задач практикума на системе планирования является «Сравнение значений дозы облучения пучками фотонов новообразования простаты при лучевом планировании на системе XiO».

Целью работы является ознакомление с системой дозиметрического планирования XiO, проведение основных этапов создания плана облучения и сравнение планов облучения, созданных для одного пациента с использованием различных источников излучения (Co-60 и источник фотонов).

Первостепенной задачей лучевой терапии является максимальное повреждающее действие на опухоль и уменьшение лучевой нагрузки на близлежащие здоровые органы и ткани. Для реализации этой задачи в клиниках большое внимание уделяется изучению пространственного и временного распределения дозы излучения, а также повышению эффективности лучевого лечения на основе этих показателей.

Для точного установления локализации опухоли и ее размеров проводят различные диагностические процедуры: ультразвуковые, рентгенологические, радиоизотопные исследования, компьютерную томографию (КТ), ядерно-магнитно-резонансную томографию (ЯМРТ), позитронно-эмиссионную томографию (ПЭТ). В результате этих процедур врач и медицинский физик получает данные о пациенте, основываясь на которых создается план лечения.

Планирование начинается с введения данных о пациенте, создания модели пациента, оконтуривания опухоли и значимых органов. В данной задаче используются данные пациента «Fusion Prostate». В процессе работы создается два плана лечения. Первый план формируется для источника Co-60, а второй - для источника фотонов.

Процедура планирования состоит в выборе набора пучков облучения (полей) с учетом веса каждого. В процессе работы предлагается создать четыре пучка (Рис.1), параметры которых можно менять в зависимости от условий, необходимых для создания оптимального плана облучения.

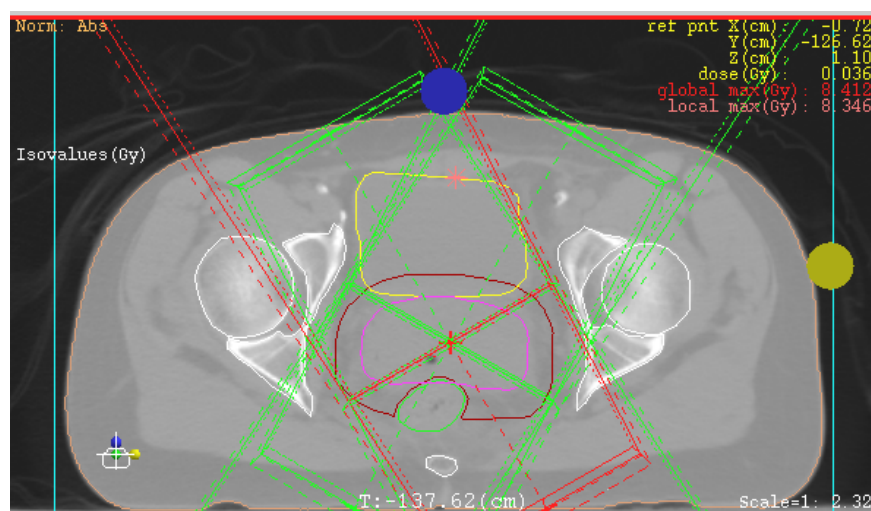


Рис.1 Создание пучков облучения(полей). Красным выделен активный пучок

После создания плана, задания параметров пучков и нормирования дозы облучения рассчитывается гистограмма доза-объем (DVH — Dose Volume Histogram), которая показывает распределение дозы облучения на каждый интересующий нас объем и является средством оценки качества плана облучения.

В ходе работы проводится расчет нескольких планов облучения, строятся гистограммы доза—объем для каждого плана. Распределение дозы рассчитывается и отображается на экране дисплея совместно с анатомическими структурами (Рис. 2). На основе анализа DVH из созданных планов выбирается оптимальный. При этом оптимальным считается тот план, для которого доза на опухоль максимальна (на PTV должно прийти не менее 95% дозы), а на критические органы минимальна.

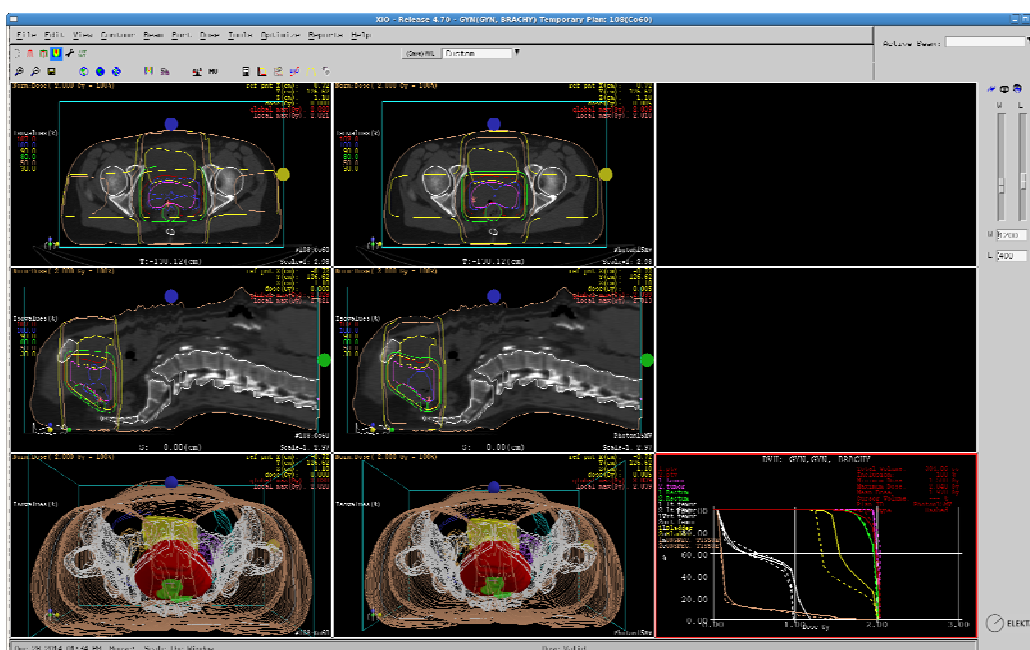


Рис.2 Сравнение планов облучения

Таким образом студенты сами могут разработать и оптимизировать план облучения по реальным клиническим данным пациента.

Практикум на системах планирования направлен на закрепление теоретических знаний и освоение практических навыков, необходимых для работы на высокотехнологичном медицинском оборудовании.

1. А.П. Черняев, А.В. Белоусов, С.М. Варзарь Подготовка специалистов для медицинской физики на кафедре физики ускорителей высоких энергий московского университета. Материалы III Евразийского конгресса по медицинской физике и инженерии, Москва, 2010, Т.2, с.176-179.
2. А.П. Черняев, П.Ю. Борщеговская, У.А. Ближнюк, С.М. Варзарь, В.В. Розанов, А.А. Николаева Перспективы подготовки специалистов в области медицинской физики в МГУ имени М.В. Ломоносова в сборнике Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии: Доклады 11-й межд.научн. конф, место издания ООО "Графика" г. Владимир, том 2, с. 312-314, 2014.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА И ПОЛЯ В СИЛЬНОТОЧНОМ СВЧ-ГЕНЕРАТОРЕ ГИБРИДНОГО ТИПА РДГ-МВЧГ

А. И. Слепков, О.В. Галлямова, А.А. Демидов

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

olga1glm@googlemail.com

Развитие релятивистской СВЧ-электроники связано с созданием и оптимизацией мощных источников когерентного электромагнитного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Наиболее удачными оказались генераторы, основанные на черенковском или дифракционном излучении электронных потоков, пролетающих вблизи периодической поверхности. Стабильная генерация может быть получена как в одномодовых, так и в многомодовых системах при реализации электронной селекции мод. Однако генерация мощного микроволнового излучения вызывает специфические ограничения, связанные с повышением напряженности электрического поля вблизи металлической поверхности электродинамической структуры и увеличением вероятности высокочастотных пробоев. Учитывая эти особенности, приходится использовать многоволновые механизмы взаимодействия и переходить к сверхразмерным периодическим волноводам, диаметр которых D значительно превышает длину волны излучения λ ($D/\lambda \sim 6 \div 13$). Эксперименты, проведенные с генераторами на сильноточных релятивистских электронных потоках, позволили получить одночастотную генерацию гигаваттного уровня мощности. В частности, в релятивистском дифракционном генераторе (РДГ) в сантиметровом диапазоне длин волн получена мощность излучения около 3.5 ГВт [1]. Рекордный уровень мощности микроволнового излучения 15 ГВт был получен в многоволновом черенковском генераторе (МВЧГ) с диаметром структуры $D=14$ см ($D/\lambda \sim 5$) при КПД 50% на длине волны $\lambda=3,2$ см и длительности импульса $\tau_{имп} \sim 60 \div 70$ нс, где D - диаметр волновода, λ - длина волны генерации [1]. Важное достоинство дифракционного генератора по сравнению с черенковским состоит в том, что длительность импульса излучения $\tau_{ген}$ практически совпадала с длительностью импульса тока $\tau_{имп}$, в то время как в черенковском наблюдался срыв генерации и $\tau_{ген} \sim 0.1 \tau_{имп}$ [2]

Постановка задачи. Работа посвящена разработке и численному исследованию резонансных режимов гибридного двухсекционного многоволнового генератора черенковского и дифракционного излучения, возбуждаемого трубчатым релятивистским электронным потоком, пролетающим вблизи периодической поверхности замедляющей структуры генератора. Электродинамическая система гибридного МВЧГ-РДГ -генератора имеет вид двух соединенных гладкой трубой дрейфа отрезков периодического круглого сверхразмерного волновода с неоднородностями в форме полуторов на пьедестале, аналогичных использованным в экспериментальных исследованиях [1]

Геометрические размеры первой секции обеспечивают черенковское взаимодействие релятивистского электронного потока и поля периодического волновода. Во второй (выходной) секции осуществляется дифракционное излучение промодулированного потока. Использование дифракционного излучения во второй секции позволяет уменьшить напряженность поля вблизи металлической поверхности и, тем самым, уменьшить вероятность высокочастотного пробоя, ограничивающего длительность импульса.

Для реализации электронной селекции мод возбуждение первой секции происходит на частоте, близкой к частоте π -вида колебаний низшей аксиально-симметричной моды волновода. Условия синхронизма потока и поля при этом имеют вид

$$\frac{\omega}{v_0} \cdot d_1 \approx \pi, \quad (1)$$

где ω - собственная частота, v_0 - скорость электронов в потоке при заданном значении ускоряющего напряжения, d_1 - период неоднородностей первой секции структуры. Для заданной частоты генерации использование (1) позволяет определить период неоднородностей первой секции генератора.

Взаимодействие потока и поля на частотах в области частот π -вида (высокочастотная граница полосы прозрачности) носит резонансный характер и, как показали экспериментальные исследования и результаты численного моделирования, позволяет получить одночастотную стабильную генерацию в сверхразмерной системе.

Период неоднородностей второй секции подбирался из тех соображений, чтобы при возбуждении периодической структуры заданным током на той же частоте, которая является резонансной для первой секции, удовлетворялись условия резонансного взаимодействия вблизи частоты 2π -вида колебаний для второй секции, присущие дифракционному генератору. То есть условия синхронизма для второй секции имеют вид

$$\frac{\omega}{v_0} \cdot d_2 \approx 2\pi, \quad (2)$$

где d_2 - период неоднородностей второй секции.

В этом варианте во второй секции, излучающей в режиме РДГ, эффективность излучения может быть повышена определенным выбором диаметра волновода - так, чтобы частота генерации была близка к критической частоте одной из аксиально-симметричных мод цилиндрического волновода. Повышение эффективности дифракционного генератора в этих режимах была численно доказана в [3].

Особенности математического моделирования. При построении математической модели используется теоретический метод, описанный в [4]. В его основе лежит представление произвольного нерегулярного цилиндрического волновода в виде последовательности участков гладких волноводов. В пределах каждого участка фиксированного радиуса вихревое электрическое и магнитное поля разлагались по полной для решения уравнений Максвелла системе функций - прямым и обратным волнам гладкого волновода.

Использование аксиальной симметрии системы позволило рассматривать только аксиально-симметричные моды E_{0n} - типа. Для произвольного участка с номером s разложение имеет вид

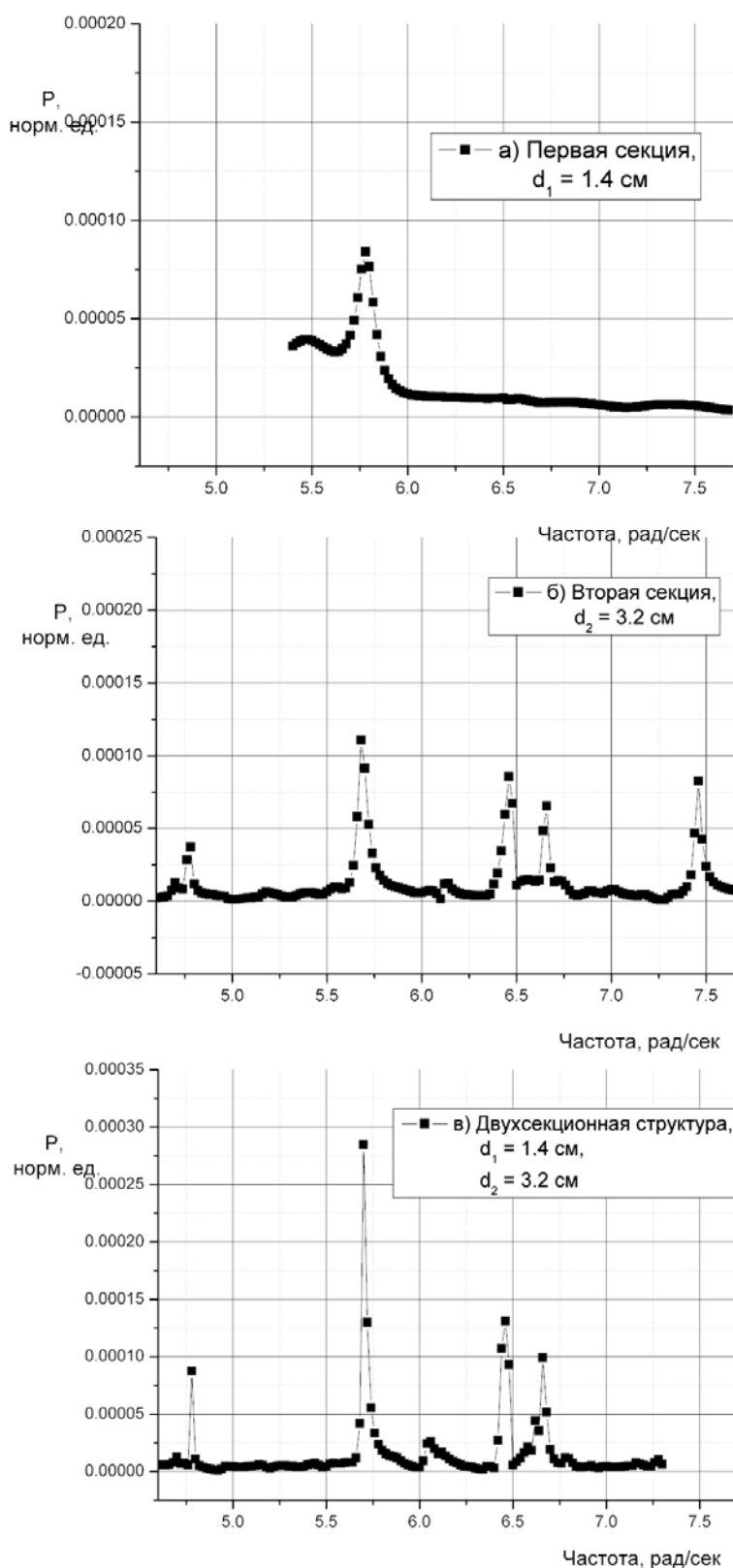
$$\begin{aligned}\vec{E}_{e,s} &= \sum_{n=1}^N [C_{n,s}^+(z,t)\vec{E}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t)\vec{E}_{n,s}^-], \\ \vec{H}_s &= \sum_{n=1}^N [C_{n,s}^+(z,t)\vec{H}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t)\vec{H}_{n,s}^-]\end{aligned}\quad (3)$$

где $C_{n,s}^\pm(z,t)$ - комплексные коэффициенты разложения, а $\vec{E}_{n,s}^\pm(r,z,t)$, $\vec{H}_{n,s}^\pm(r,z,t)$ - векторы электрического и магнитного полей для моды E_{0n} - типа, N - число мод разложения. Для каждого выделенного участка записывались уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей. Сшивание полей между соседними участками проводилось с учетом непрерывности вектора Умова-Пойнтинга. Процессы в электронном пучке описывались с помощью модели крупных частиц, представляющих собой бесконечно тонкие кольца с зарядом $q = \frac{2\pi J}{\omega M_k}$ и массой $m = m_0 \frac{q}{e}$, где m_0 , e -

масса и заряд электрона, J - ток пучка, ω - опорная частота, M_k - число частиц на длину волны. После подстановки в уравнения возбуждения разложений по прямым и обратным волнам с использованием приближения слабой нестационарности процессов, предполагающем малое изменение амплитуды поля за период $T=2\pi/\omega$, уравнения возбуждения были сведены к системе линейных дифференциальных уравнений, которая записывалась в матричном виде. Далее система дополнялась граничными условиями на входе и выходе структуры и решалась на каждом временном шаге численно с помощью прямой и обратной матричной прогонки. Метод позволяет рассматривать процессы установления колебаний в изучаемых системах, определять модовый состав, эффективность взаимодействия и спектр излучения. С единой точки зрения могут быть рассмотрены процессы черенковского взаимодействия и дифракционного излучения в сложных гибридных системах.

Обсуждение результатов. По резонансно-частотным характеристикам (РЧХ) двухсекционной структуры гибридного МВЧГ-РДГ –генератора, полученным в режиме заданного тока, выбирались резонансные частоты для дальнейшего исследования самосогласованного взаимодействия в такой структуре.

Слева на рис. 1 представлены графики РЧХ в одном и том же частотном интервале отдельно первой секции структуры (рис. 1а), отдельно второй секции (рис. 1б), период неоднородностей в которой выбран в соответствии с условием кинематического синхронизма (2), и двухсекционной структуры (рис. 1в), составленной из отрезков периодических волноводов с параметрами, представленными на рис. 1 а)-б).



На графике РЧХ в 1-секционной структуре первой секции первый резонансный пик соответствует возбуждению вблизи границы первой полосы прозрачности (рис. 1а). Резонансный пик в структуре с примерно удвоенным периодом соответствует возбуждению на той же частоте 2π -вида колебаний (рис. 1б). Резонансные пики выше по частоте соответствуют открытию в данной многомодовой системе объемных мод более высокого порядка. Наконец, в двухсекционной структуре гибридного типа, первая секция которой возбуждается на частоте π -вида колебаний, а вторая - на частоте 2π -вида колебаний, наблюдается суперпозиция резонансов (рис. 1в), на которые настроены отрезки первой и второй секций по отдельности.

Предварительные результаты численных исследований, а также экспериментальные исследования секционированных систем, описанные в [1], позволяют надеяться на получение устойчивой генерации мощностью несколько гигаватт и

эффективностью несколько десятков процентов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. При этом высокий уровень КПД и большая мощность излучения может сочетаться с большой длительностью импульса излучения благодаря совмещению механизмов возбуждения объемной и поверхностной волн в разных секциях.

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы.» Новосибирск: Наука. 1991. 293 с.
2. С.П. Бугаев, А.Н. Власов, В.И. Канавец, А.Д. Копенкин, В.И. Кошелев, В.Н. Корниенко, В.А. Попов, В.А. Черепенин «Релятивистские дифракционные генераторы.» //В сб.: Релятивистская дифракционная электроника. Вып. 6. Горький: Изд. ИПФ АН СССР. 1990. с.185-205.
3. А.И. Слепков, О.В. Галлямова //Вестник МГУ, сер.3. Физика, астрономия, 2009, №4, с.30-34.
4. А.И. Слепков//Известия АН. Сер. Физ., т. 67, №12, 2003 г. С.1678.

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ ПОСРЕДСТВОМ ЛАЗЕРНОГО ПИРОЛИЗА КРЕМНИЙОРГАНИКИ

А.Ю. Голяева, Е.В. Дорофеева, П.Ю. Лобанов,
И.С. Мануйлович, М.Н. Мешков, О.Е. Сидорюк
ОАО Научно-исследовательский институт "Полус" им.М.Ф.Стельмаха

Обеспечение заданных параметров профиля поверхности полированных деталей является одной из важных задач оптического производства. Наиболее часто она решается в рамках традиционной технологии механической обработки изделий на этапах шлифовки и полировки их поверхностей. Однако простейшие процессы формообразования эффективны лишь при обработке плоских граней или поверхностей образцов сферической оптики. Для изготовления иных прецизионных оптических поверхностей разработаны специальные приемы [1].

Весомым дополнением механическим методам обработки при создании поверхностей сложной формы являются технологии ионного травления. В последнее время они находят все большее распространение при создании компьютеризированных 3D-технологий конфигурирования поверхностей, производстве сложных оптических компонентов [2].

Альтернативой методам, основанным на удалении материала, является способ модификации профиля полированной поверхности оптической детали посредством варьируемых по толщине тонкослойных покрытий. В большинстве случаев подобные задачи решаются осаждением требуемых слоев в стандартных вакуумных установках с применением масок специальной формы, сопряженных с программируемыми устройствами двухкоординатного сканирования относительно образцов в ходе технологического процесса [1].

Развитием подобного подхода к профилированию оптических поверхностей является метод осаждения тонкопленочного покрытия из газовой фазы. В настоящей работе исследованы возможности технологии модификации поверхности покрытием варьируемой толщины посредством локального осаждения пленки двуокиси кремния в результате лазерного пиролиза паров тетраэтоксисилана [3]. Поскольку скорость роста покрытий посредством химического разложения паров элементоорганического соединения в значительной степени определяется температурой подложки, то создание

требуемого рельефа оказывается возможным при обеспечении в верхнем слое образца расчетного распределения температуры благодаря применению контролируемого локального лазерного нагрева. Естественно, такой метод наиболее применим для образцов из материалов с низкими значениями температурных коэффициентов линейного расширения, поскольку не сопровождается при этом появлением проблем, обусловленных внутренними термонапряжениями от неравномерности нагрева. В настоящей работе основное внимание уделено модификации поверхности оптической стеклокерамики - ситалла марки СО-115М.

На Рис. 1 представлена схема экспериментальной установки технологии конфигурирования оптических поверхностей с применением локализованного лазерного пиролиза.

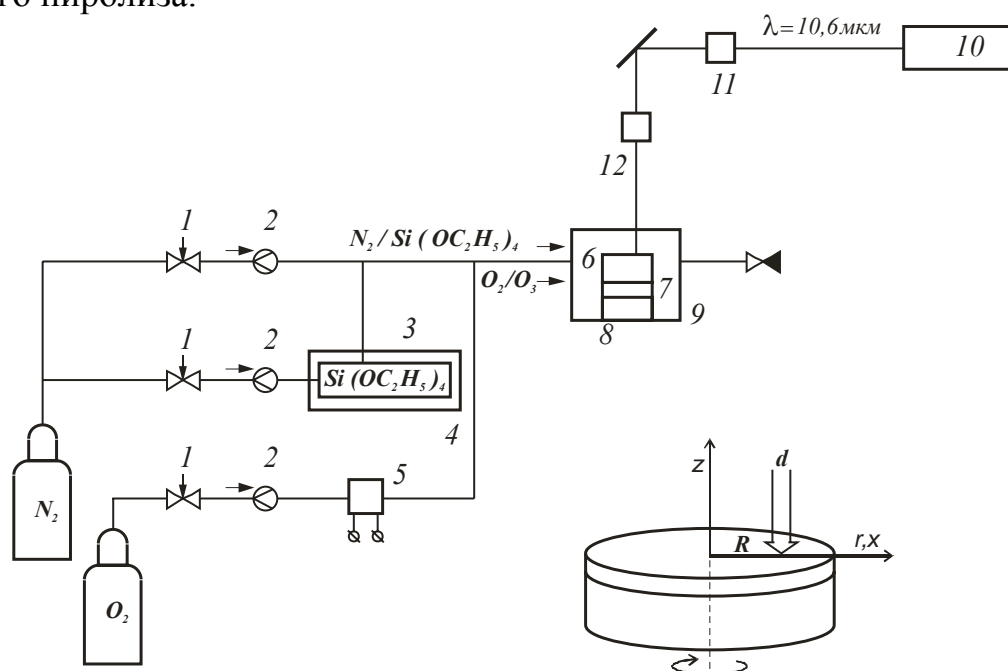


Рис.1 Схема установки для формирования рельефа полированных поверхностей деталей из оптической керамики посредством лазерного пиролиза тетраэтоксисилана
1-газовый вентиль, 2- ротаметр, 3-барботёр, 4-термостат, 5-озонатор, 6-образец, 7-радиатор, 8-механический привод, 9- камера, 10-лазер, 11-ослабитель, 12-объектив

Потоки газов O_2 и N_2 при регулировке вентилями (1) и контроле ротаметрами (2) по трубопроводам направляются в камеру (9), предназначенную для проведения химических реакций. Часть потока азота по пути насыщается парами тетраэтоксисилана, проходя через жидкость в барботёре (3). Для поддержания концентрации кремнийорганики в газовой фазе на заданном уровне используется регулируемый термостат (4). Электроразрядный озонатор (5) используется для генерации озона.

Образец (6), установленный в камере (9) на радиаторе (7) и держателе с механическим приводом (8), подвергается воздействию излучения CO_2 -лазера (10). Лазерный пучок излучения с длиной волны 10,6 мкм формируется ИК объективом (9). Для регулировки его интенсивности используется ослабитель (11).

В настоящей работе использовались образцы из ситалла марки СО-115М диаметром 30 мм и толщиной 4 мм. Изначально их полированные (с шероховатостью 0,4 нм) поверхности имели плоскостность в пределах 30 нм. Механическим приводом (8) обеспечивалось вращение деталей вокруг центральной оси с постоянной скоростью, достаточной для создания центросимметричного нагрева поверхности.

В Таблице 1 представлены типичные параметры технологического процесса осаждения покрытия SiO_2 в результате протекания на поверхности реакции

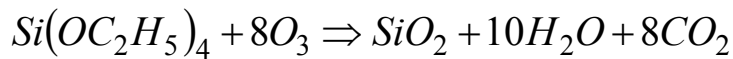


Таблица 1. Параметры химического осаждения покрытий SiO_2 из паров тетраэтоксисилана.

Рабочее давление, атм	1,0
Температура осаждения, °С	250 ... 450
Скорость потока O_2/O_3 , л ³ /мин	0,1 ... 0,5
Концентрация O_3 , %	3
Скорость потока $\text{N}_2/\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$, л ³ /мин	1,2 ... 5,5
Температура барботирования, °С	25
Скорость потока N_2 , л ³ /мин	5 ... 12

Перед процессами лазерного пиролиза проводилась серия предварительных тестирований технологических режимов для установления скоростей роста покрытий в аналогичных условиях, но с нагревом образцов резистивным нагревателем до различных фиксированных температур, равномерно распределенных по поверхности. Контроль профиля поверхности при этом и во всех остальных экспериментах производился с помощью профилометра на базе лазерного фазосдвигающего интерферометра [4].

Полученные экспериментальные результаты представлены на графике зависимости скорости осаждения пиролитических покрытий SiO_2 от температуры подложки (Рис.2). Максимальная скорость достигается при температуре около 300°С. Более высокотемпературный нагрев приводит к резкой активизации гомофазного пиролиза в газовой фазе и снижению вероятности осаждения продуктов химической реакции на поверхности используемой подложки.

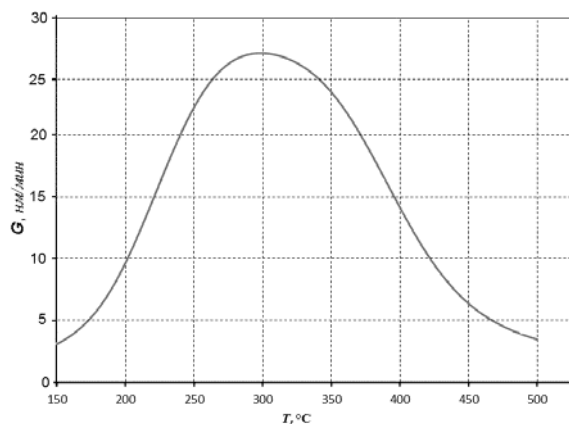


Рис.2 Температурная зависимость скорости осаждения покрытий

Разработка технологии формирования заданного профиля полированных поверхностей ситалловых деталей выполнялась с использованием данных математического моделирования на базе численного решения задачи с различными распределениями температуры, создаваемыми на поверхности образца лазерным излучением.

Стационарное распределение температуры T в рассматриваемом случае может быть найдено посредством решения уравнения

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

с граничными условиями

$T(-h, r) = T_0 = 25^\circ\text{C}$ на обратной поверхности образца, установленного на радиаторе,

$$k \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = I(r),$$

где k - теплопроводность материала подложки, $I(r)$ - средняя плотность мощности, приходящаяся на нагреваемую поверхность, при ее нагреве излучением общей мощностью P гауссовым пучком с диаметром d и осью на расстоянии R от оси вращения образца.

В свою очередь

$$I(r) = \frac{4P}{\pi d^2} \exp\left(-4 \frac{(r^2 + R^2)}{d^2}\right) J_0\left(\frac{8rR}{d^2}\right),$$

где $J_0\left(\frac{8rR}{d^2}\right)$ - функция Бесселя.

На Рис. 3 представлены примеры расчетных зависимостей локальных скоростей осаждения слоя двуокиси кремния на поверхности ситалловой подложки в рассматриваемом процессе.

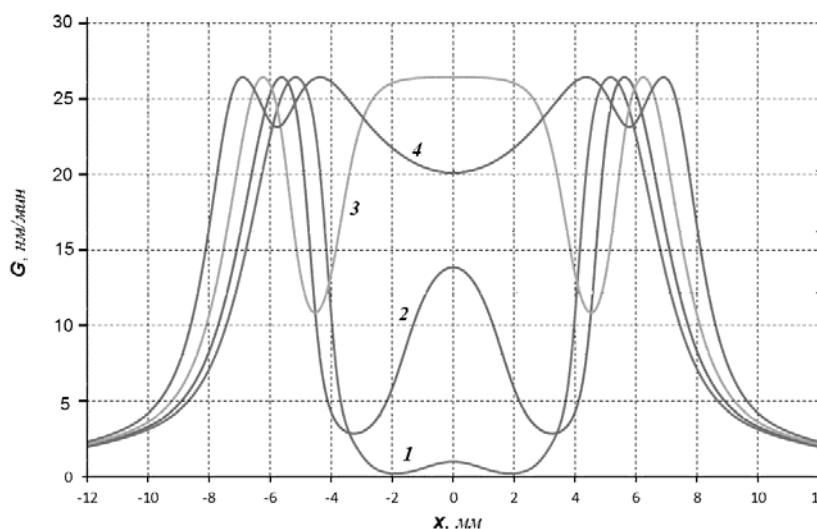
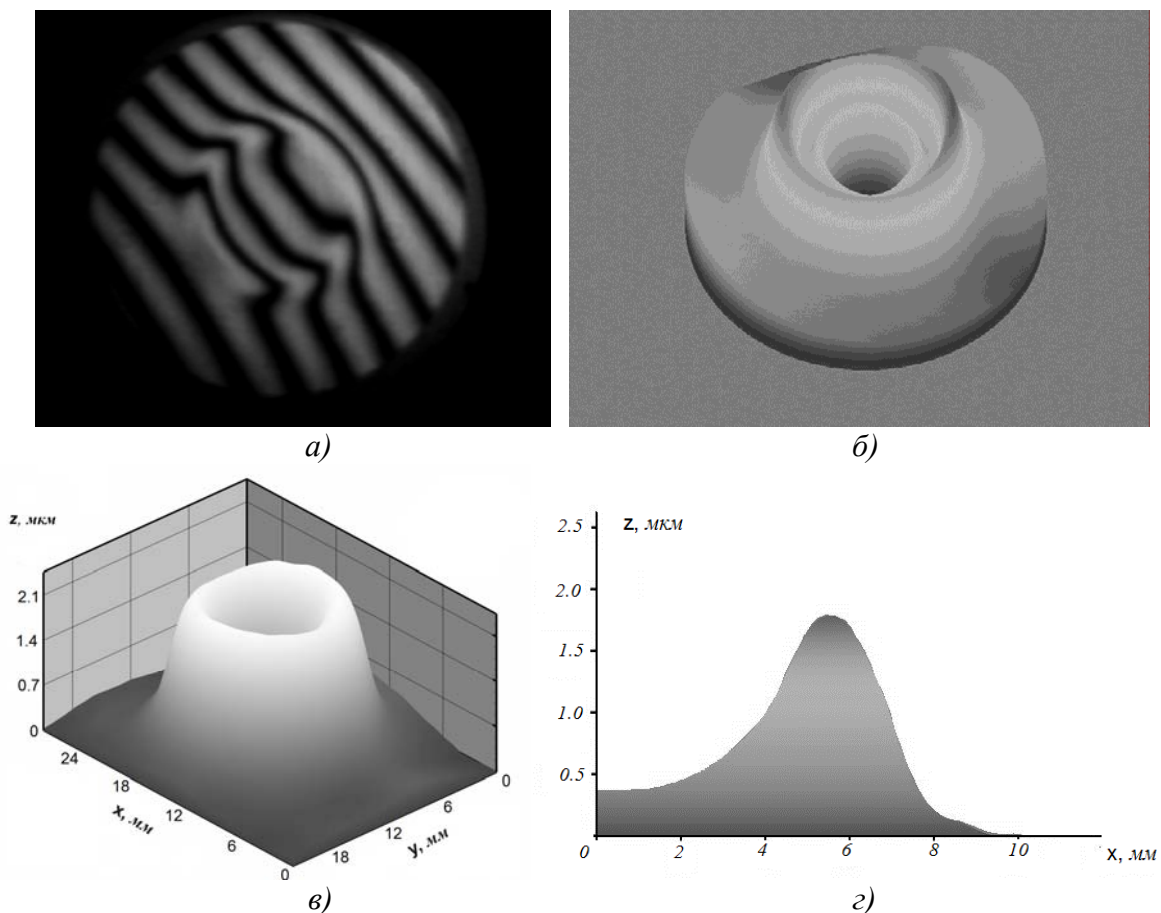


Рис.3 Локальные скорости осаждения покрытий в условиях стационарного нагрева пучком лазерного излучения с $P=10$ Вт и $d=2,4$ мм (1- $R=2,4$ мм; 2- $R=3,6$ мм; 3- $R=4,8$ мм; 4- $R=6$ мм)

Характеристики полученных экспериментальных образцов находятся в хорошем соответствии с данными математического моделирования. В частности, в ряде случаев наблюдаются дополнительные прогибы, обусловленные локальным преобладанием гомофазной газовой реакции (Рис.4б).

Наилучший результат достигается при изменении по специальной программе радиуса сканирования лазерного пучка в процессе осаждения покрытия. На и Рис.4в и Рис.4г показана поверхность образца, в центре которого произведено профилирование под последующее нанесение интерференционного сферического зеркала.



*Рис.4 Экспериментальные результаты формирования профиля поверхности, контролируемые посредством лазерной фазосдвигающей интерферометрии (ЛФИ)
 а) - одна из интерференционных картин в покадровой развертке ЛФИ; б) - образец с дополнительным прогибом, обусловленным локальным преобладанием гомофазной газовой реакции; в) и г) - образец подложки с профилированием в центре под сферическое зеркало.*

Таким образом, в настоящей работе показана перспективность предложенной технологии по формированию рельефа поверхности деталей из оптической керамики посредством лазерного пиролиза тетраэтоксисилана.

1. В.И. Каширин. Основы формообразования оптических поверхностей. Курс лекций. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ – УПИ, 2006.
2. M. Zeuner, S. Kiontke. Ion Beam Figuring Technology in Optics Manufacturing. An established alternative for commercial applications. *Optik & Photonik*, 2012, V.7, No. 2, p.56-58
3. E.R.Aleev, V.M.Garmash, L.V.Kas'yanova, O.E.Sidoryuk, and E.N.Ushanova, Laser pyrolytic deposition of optical coatings. 1992 International conference on advanced and laser technologies. ALT'92 Moscow, Book of summaries, Part 4, pp.12-13
4. Greivenkamp J. E. and Bruning J. H. Phase shifting interferometry, in *Optical Shop Testing*. 2nd ed., ed. Malacara D., New York: Wiley, 1992. P.420

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В СТРУКТУРАХ NiFe/IrMn

Т.М. Копытина¹, И.О. Джунь², Н.Г. Чеченин²

¹*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет;*

²*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ*

E-mail: kopytina.tatyana@physics.msu.ru

В настоящее время в ведущих научных лабораториях проводятся исследования физических свойств магнитных наноструктур различного типа. Это связано как с фундаментальными проблемами природы магнетизма, так и с большим прикладным потенциалом применения таких систем в области магнито- и спин-электроники. Например, устройства магнитной записи и хранения информации, а также высокочувствительные сенсоры магнитных полей, которые быстро найдут свое применение в космонавтике, медицине, промышленности [1]. В исследуемых многослойных структурах изучаются явления возникновения обменного смещения и одноосной анизотропии, а также исследуются влияние термомагнитной обработки и толщин слоев на эти магнитные характеристики.

Явление обменного смещения (ЕВ), также известное как однонаправленная магнитная анизотропия – есть результирующий эффект межфазного взаимодействия между ферромагнетиком (Ф) и антиферромагнетиком (АФ). Вследствие обменной анизотропии петля гистерезиса смещается в сторону, противоположную действующему магнитному полю обменной анизотропии (Рис.1). Существует по крайней мере два способа инициации эффекта обменного смещения: во-первых – напыление АФ пленки на Ф в присутствии внешнего магнитного поля, во-вторых – термомагнитная обработка сформированной двухслойной структуры. В данной работе было испытано последовательно оба способа наведения изучаемого эффекта, поскольку ранее было установлено [2], что выдерживание АФ образца в магнитном поле при высоких температурах позволяет повысить температуру блокировки T_B , а следовательно – термоустойчивость структур, что позволяет расширить спектр их практического применения.

Температура блокировки – температура, при которой энергия теплового движения становится достаточной, чтобы разрушить обменное взаимодействие

на границе Ф/АФ. Температура блокировки для массивных образцов приблизительно равна температуре Нееля для антиферромагнетика, но при уменьшении размеров систем до микро- и макромасштабов появляется размерный эффект, который приводит к различиям в значениях этих температур. Температура блокировки в наносистемах зависит от толщины и материала АФ слоя [3]. Одна из целей исследования - определить, как термический отжиг влияет на температуру блокировки, а следовательно на эффект обменного взаимодействия в серии образцов с различной толщиной антиферромагнитного слоя.

Для уменьшения дефектов (вакансии, дислокации) при напылении слоев использовались материалы со структурными параметрами, близкими к параметрам кристаллической решетки. В качестве ФМ слоя был выбран сплав $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$, имеющий ГЦК решетку, АФ слой в данной работе – это сплав. Материал IrMn обладает большей по сравнению с распространенным антиферромагнетиком FeMn температурой Нееля T_N , что является ключевым фактором в данной работе. Температура блокировки IrMn составляет $T_B = 230\text{-}300^\circ\text{C}$ в зависимости от толщины АФ слоя [3]. Использование Ta в качестве буферного слоя позволяет растить более однородные и когерентные в структурном отношении слои. Заключительный слой Ta выполняет защитные свойства и оберегает структуру от окисления.

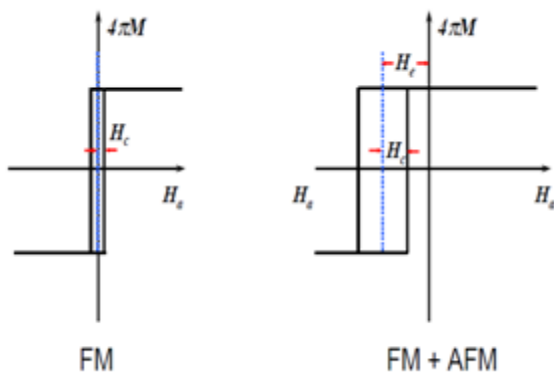


Рис. 1 Иллюстрация эффекта обменного смещения

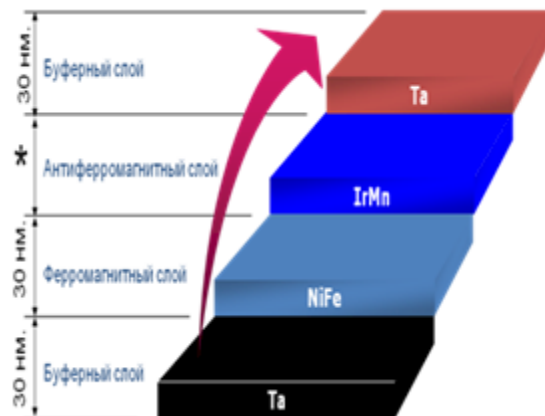


Рис. 2 Состав и порядок нанесения слоев
* толщина АФ: от 10 до 50 нм

Образцы были приготовлены на высоковакуумной установке магнетронного напыления ATC Orion 5 UHV в атмосфере аргона. Номинальная толщина слоев рассчитывалась по времени и экспериментально установленной скорости напыления для каждого материала. Равномерное осаждение обеспечивалось вращением подложки. Далее были исследованы магнитные свойства методом угловой зависимости ферромагнитного резонанса (ФМР) на установке BRUKER ELEXSYS e500 с частотой 9,65 ГГц. Данный метод применяется для исследования высокочастотных свойств ферромагнетиков, их анизотропии и намагниченности насыщения. Метод ФМР также успешно применяется для изучения явления обменного смещения.

Полагая, что нормаль образцов расположена под некоторым углом α между полем однонаправленной анизотропии, которое, в свою очередь,

параллельно оси легкого намагничивания Ф-слоя, и направлением внешнего поля ФМР, в приближении достаточно сильной намагниченности насыщения Ф-слоя $4\pi Is \gg H_{Ro}$, положение резонанса определяется собственным резонансным полем $H_{Ro} = (\omega/\gamma)2/(4\pi Is)$, полем одноосной бинаправленной магнитной кристаллографической анизотропии H_A и полем однонаправленной анизотропии H_{EB} [4]:

$$H_r = H_{Ro} - H_{EB} \cos\alpha - H_A \cos 2\alpha.$$

Измерение образца в положениях 0° , 90° , 180° , 270° позволяет определить неизвестные H_{EB} , H_{Ro} , H_A .

На следующем этапе эксперимента образцы были подвержены термомагнитной обработке, или отжигу в магнитном поле. Эта процедура включает в себя следующие этапы: нагрев установки до температуры, превышающей температуру блокировки для ферромагнетика, наведение магнитного поля и помещение образца в нагретую камеру, выдерживание образца в течение 30 минут и последующее охлаждение до комнатной температуры. Отжиг - способ воздействия на микроструктуру слоев с целью улучшения магниторезистивных характеристик. Термическая обработка, вызывая разнообразные по природе структурные изменения, позволяет управлять строением материалов и получать изделия с требуемым комплексом механических, физических и магнитных свойств. Благодаря этому, а также простоте и дешевизне оборудования термическая обработка является самым распространённым способом изменения свойств материалов. Выбранная температура 250°C граничит с температурой блокировки для выбранного антиферромагнетика, которая зависит также от его толщины, а значит для толщин АФ в 10 нм ожидается резкое падение значения обменного смещения. Более высокая температура приводит к структурным изменениям в слоях и возможным химическим (межслойная диффузия и перемешивание) колебаниям на границах.

Исследования были проведены на серии образцов со структурой Ta(30нм)/NiFe(30нм)/IrMn(t_{AF})/Ta(30нм), где t_{AF} – толщина АФ-слоя составляла 10, 20, 30, 40 и 50 нм (Ошибка! Источник ссылки не найден.).

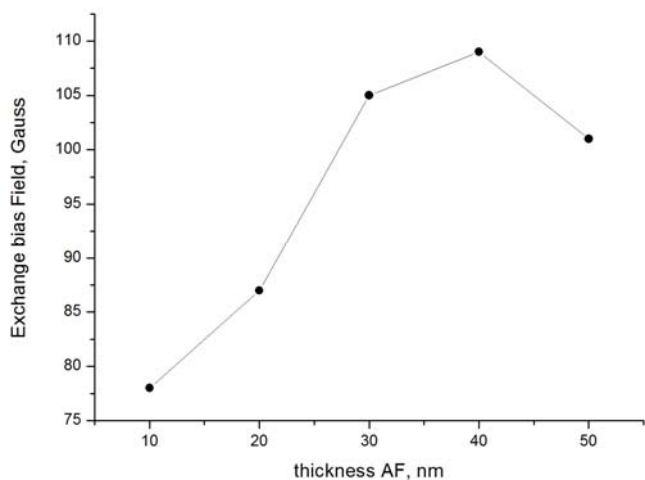


Рис.3 График зависимости поля обменного смещения от толщины АФ

Зависимость поля обменного смещения H_{EB} от толщины АФ t_{AF} представлена на Рис. 3. Видно, что график функции не монотонен. Максимальное обменное смещение формируется при $t_{AF} = 40$ нм и достигает значения 109 Ое. Наименьшее значение $H_{EB} = 78$ Ое наблюдается при $t_{AF} = 10$ нм. Существует критическое значение t_{AF} , ниже которого эффект обменного смещения перестает существовать [5]. Это можно объяснить тем, что при уменьшении перестаёт выполняться условие $K_{AF}t_{AF} \geq J_{INT}$, необходимое для появления обменного смещения. Также с уменьшением

необходимое для появления обменного смещения. Также с уменьшением

толщины плёнки АФ t_{AF} понижается и T_B , при которой пропадает обменное смещение. В ряде работ также наблюдается тенденция уменьшения H_{EB} при больших толщинах слоёв, наличие пика перед началом уменьшения H_{EB} [8]. Таким образом, существует определенный диапазон толщин АФ, где возможно появление эффекта обменного смещения, а также его увеличение

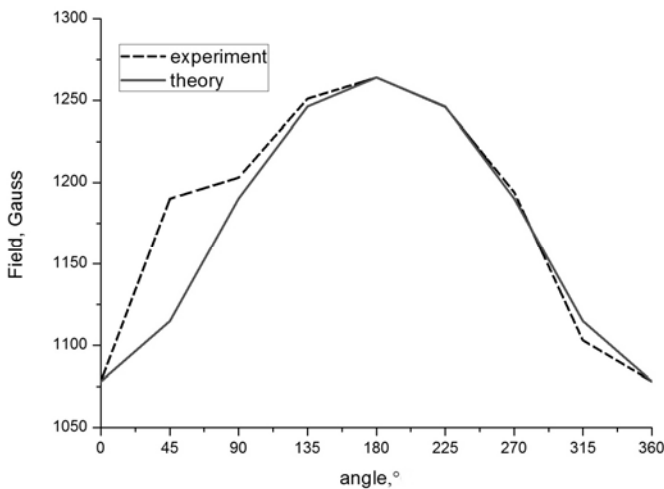


Рис. 4 График зависимости резонансного поля ФМР от угловой ориентации образца толщиной АФ=10нм.

значение сильно увеличилось (См. Рис 5 и 6). Возрастание H_A может быть интерпретировано как начало атомной перестройки в Φ -слое и атомного перемешивания на границах раздела Φ /АФ, приводящих к выстраиванию атомных пар в Φ -слое с усилением одноосной анизотропии вдоль магнитного поля при отжиге и ослаблению его намагниченности M_s благодаря перемешиванию слоев на интерфейсе [9]. Таким образом, природа магнитной упорядоченности и перераспределения намагниченности не ясна в полной мере. Представленные результаты показали, что величина обменного смещения зависит как от внешних факторов (температура, приложенное магнитное поле), так и от структурных особенностей материалов.

Терромагнитная обработка привела к незначительному снижению величин обменного смещения, однако резкого падения значений при $T = 250^\circ\text{C}$ для толщин выше 10 нм не наблюдалось. Таким образом, такой подход к обработке АФ соединения IrMn в структуре NiFe/IrMn позволяет повысить температуру блокировки T_B .

Термический отжиг образца толщиной АФ $t_{AF} = 10$ нм привел к исчезновению одноосной анизотропии H_A , однако при $t_{AF} = 50$ нм ее

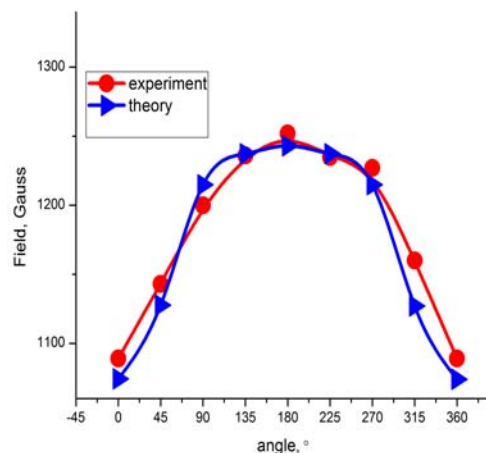
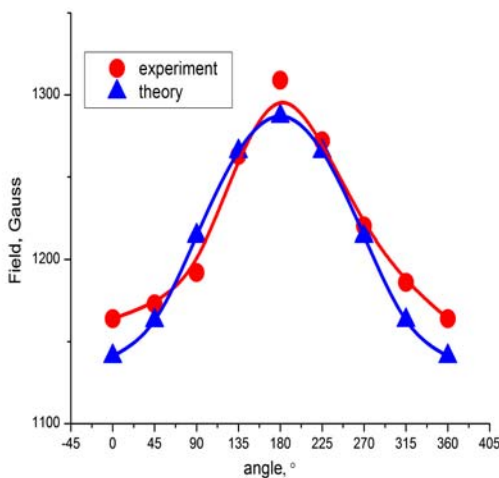


Рис. 5 и 6 Графики зависимости резонансного поля ФМР от угловой ориентации образца толщиной АФ=10 нм (слева) и 50 нм (справа)

1. Н.Г. Чеченин. Магнитные наноструктуры и их применение. Из-во Грант Виктория, М. (2006). 166с.
2. M. Saito, N. Hasegawa, F. Koike, H. Sek, and T. Kuria., PtMn single and dual spin valves wutj synthetic ferrimagnet pineed layers/ J.Appl/ Phys.-1999.-V.85 – No.8. – P.4928-4930.
3. J. van Driel, F.R. de Boer, K.-M.H/Kenssen, and R. Coehoorn, J.Appl.Phys. 88, 975 (2000)
4. R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, W.F. Egelhoff, Jr. Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni₈₀Fe₂₀. //Physical Review B, 1998, vol. 58, no. 13: p. 8605-8612.
5. W.E. Bailey. S.X. Wang, and E.Y. Tsymbal. J. Appl. Phys. 87, 5185-5187 (2000).
6. W.H. Meiklejohn Exchange Anisotropy - A Review. //Journal of Applied Physics, 1962, vol. 33, no. 3: p. 1328-1335.
7. T. Ambrose, C.L. Chien Finite-size scaling in thin antiferromagnetic CoO layers. //Journal of Applied Physics, 1996, vol. 79, no. 8: p. 5920-5922
8. P.J. van der Zaag, A.R. Ball, L.F. Feiner, R.M. Wolf, P.A.A. van der Heijden Exchange biasing in MBE grown Fe₃O₄/CoO bilayers: The antiferromagnetic layer thickness dependence. //Journal of Applied Physics, 1996, vol. 79, no. 8: p. 5103-5105
9. E.V. Khomenko, N.G. Chechenin, A.Yu. Goikhman, A.V. Zenkevich JETP Lett. 88 (2008) 693.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ БИПОЛЯРНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ОТ НЕЙТРИНО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Д.С. Бецис¹

¹ *Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова*

E-mail: dasha-integral@yandex.ru

Гидроакустический метод регистрации нейтрино сверхвысоких энергий направлен на поиск акустического сигнала от каскадных ливней, инициированных в воде этими частицами, что становится возможным при энергиях более 10^{19} эВ. Согласно теории, нейтрино взаимодействуют с нуклонами ядер кислорода и водорода посредством глубоко неупругого рассеяния на кварках. Энергия нейтрино распределяется между продуктами взаимодействия, которыми являются лептон и адронный ливень, порожденный кварком. Лептон (им может оказаться как нейтрино, так и заряженная частица) в среднем уносит около 80% энергии. Он также способен породить адронный или электромагнитный каскад. Оставшаяся доля, переданная кварку при рассеянии, формирует ливень, особенно ценный для регистрации, так как он имеет цилиндрическую симметрию и направление, задаваемое его осью, совпадает с направлением движения первичного нейтрино. Возникая в среде практически мгновенно и занимая сравнительно малый объем (длина не превышает нескольких метров, а радиус – 20-30 см) каскад ионизирует вещество вокруг. Эта ионизация снимается посредством выделения тепла и приводит к быстрому разогреву объема, что и дает акустический импульс [10].

Таким образом, регистрируя сигнал, мы определяем направление прилета нейтрино и можем построить карту точечных внегалактических источников,

сравнивая результаты с наблюдениями телескопов в электромагнитном спектре. Сведения, доставляемые нейтрино, уникальны еще и тем, что эти частицы, являясь нейтральными и участвующими только в слабых взаимодействиях, распространяются с релятивистскими скоростями, не отклоняются магнитными полями, не задерживаются космическими облаками пыли и газа. В качестве источников рассматриваются сверхновые, ядра галактик, кластеры, черные дыры и другие астрофизические объекты.

Преимуществом акустического метода (по сравнению с регистрацией черенковского излучения от продуктов взаимодействия нейтрино и вещества) является возможность достижения значительно бóльших объемов детектора при меньшей стоимости установки. Сам по себе поток очень мал – сечение взаимодействия нейтрино хоть и повышается с увеличением энергии, но находится в диапазоне от 10^{-43} до 10^{-34} см² – и для набора статистики нужны объемы порядка 1 км³. Длина затухания звука в воде составляет сотни метров, приемники сигнала могут располагаться на значительном удалении. Это позволит многократно увеличить шансы регистрации нейтрино с энергиями более 10^{20} эВ [10],[11].

Однако серьезной проблемой оказывается акустический фон. Его формируют многие факторы: техногенный шум от кораблей и подводных лодок, средств коммуникации; сейсмический; вызываемый ветром; создаваемый морскими животными; тепловой от звукопреобразующей электроники. Выделение характерного короткого сигнала, который образуется при расширении ограниченного объема вокруг каскада, является непростой задачей. Сложность состоит также в том, волновой фронт представляет собой тонкий диск, к плоскости которого ортогональна ось распространения каскада. Данный факт имеет и положительные стороны – он позволяет определить направление прилета нейтрино по реконструкции плоскости. Даже в дальней волновой области, где волна уже имеет форму, близкую к сферической, очень сильна зависимость амплитуды давления от угла отклонения от плоскости диска.

В данной работе выполнено моделирование нейтринного события и процесса регистрации на одном из детекторных комплексов будущего проекта Km3Net.

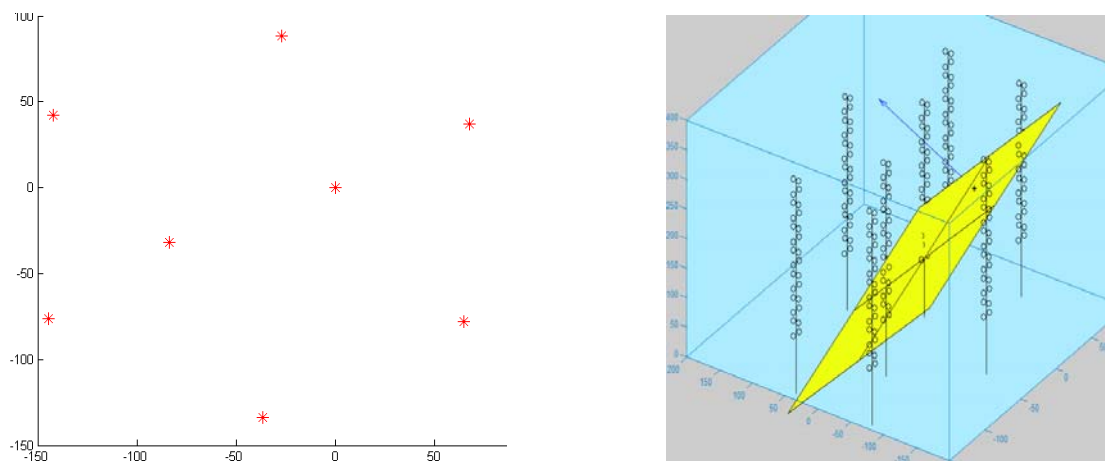


Рис. 1. Трехмерная модель детектора, выполненная в среде Matlab. Слева – схема расположения «башен», справа – их общий вид, каскад от нейтринного события (показан стрелкой) и плоскость волнового фронта. Точка возникновения импульса выбрана так, чтобы на трех датчиках смоделированного комплекса был зарегистрирован сигнал.

Массив гидрофонов планируется развернуть в Средиземном море вместе с системой оптических модулей, используемых для регистрации черенковского излучения. Этот глубоководный телескоп из 8-ми башен полужесткой конструкции, закрепленных на морском дне, будет нести в общей сложности 232 акустических датчика. Рис.1 иллюстрирует схему, общий вид детектора и процесс регистрации.

Импульс имеет во времени биполярную форму и является решением уравнения ([2],[3]) :

$$\nabla^2 - \frac{1}{c_s^2} \ddot{p} = -\frac{\beta}{c_p} \cdot \frac{\partial \varepsilon(r, t)}{\partial t},$$

где $p(r, t)$ – отклонение давления в воде от гидростатического, c_s – скорость звука (в общем случае зависит от глубины, и в анализе, выполненном в настоящей работе, этот факт учитывается соответствующими формулами), β – объемный коэффициент теплового расширения, c_p – теплоемкость при постоянном давлении. ε – функция, характеризующая плотность мощности тепловых источников звука (в нашем случае – плотность энергии, выделившейся в воде от ионизации). Временная зависимость ее, как правило, принимается в виде дельта-функции:

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon(r, t) = \tilde{\varepsilon}(r) \delta(t - t_0)$$

так как время образования ливня много меньше времени генерации звука. Функция, зависящая от координат, определяется суммарной энергией нейтрино, вызвавшего каскад, и ее пространственным распределением:

$$\tilde{\varepsilon}(r) = \frac{1}{E} \frac{1}{2\pi r} \frac{d^2 E}{dr dz}.$$

Решение данного уравнения представляет собой интеграл:

$$p(r, t) = \frac{\alpha}{4\pi c_p} \int \frac{d^3 r'}{|r - r'|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon(r', t - \frac{|r - r'|}{c_s}),$$

где интегрирование ведется по сферической поверхности радиуса $R = ct$ с центром в точке наблюдения. Временную зависимость амплитуды давления для такого сигнала демонстрирует график на рис.2. Численный расчет выполнен теоретической группой проекта ACORNE [11], где распространение и затухание в водной среде учитывается по формулам, приведенным в [3],[4]. Также представлена аппроксимация первой производной функции Гаусса, которая имеет характерную биполярную форму, которую можно откалибровать соответствующим подбором констант. Именно это использовано в моделировании, сделанном в рамках настоящей работы – в качестве импульса от нейтрино был взят гауссов вейвлет.

Действительно, если выделение энергии во времени берется в виде дельта-функции и учитывается только радиальная компонента распределения [2] из-за малости объема цилиндра по сравнению с расстояниями, на которых исследуется распространение звука, амплитуда давления дается следующим

выражением:

$$p(\vec{r} \approx 0, t') = -\frac{E\beta}{4\pi c_p r} \frac{t'}{\sqrt{2\pi\sigma^3}} e^{-\frac{t'^2}{\sigma^2}},$$

а гауссов вейвлет

$$\psi(t) = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} te^{-\frac{t^2}{2}}$$

и может быть отмасштабирован с соответствующей амплитудой и частотой.

Для моделирования используется математический пакет Matlab, в который входит Wavelet Toolbox, набор инструментов для вейвлет-анализа [6]. Он содержит богатую библиотеку функций и методов. Главная идея заключается в исследовании сигнала на разных уровнях разложения, соответствующих разным частотам, при этом сохраняется как временная, так и частотная информация о сигнале. Данное преимущество отличает вейвлет-анализ от аналогичного исследования Фурье-спектров [7],[8]. Выполняя свертку сигнала с функцией, обладающей рядом свойств (вейвлетом), мы получаем набор коэффициентов: в случае дискретного преобразования (DWT) они называются аппроксимирующими и детализирующими, в случае непрерывного (CWT) – зависят от параметров масштаба и времени:

$$T(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt$$

Коэффициенты вычисляемой свертки с определенными значениями для данной функции ψ будут тем больше, чем сильнее похож сигнал x в этот момент на ψ . При этом оказывается, что сравнение коэффициентов более "чувствительно" к наличию биполярного импульса, так как картина преобразования имеет характерную структуру, которую можно искать в зашумленном массиве сырых данных на соответствующих величинах параметров (рис.3). В рамках моделирования импульс характеризуется определенной длительностью (dur), частотой $f_{main} = 1/dur$, амплитудой (Amp), временем появления в массиве акустических данных (t_0). На основе этой информации и учитывая процесс распространения звука можно

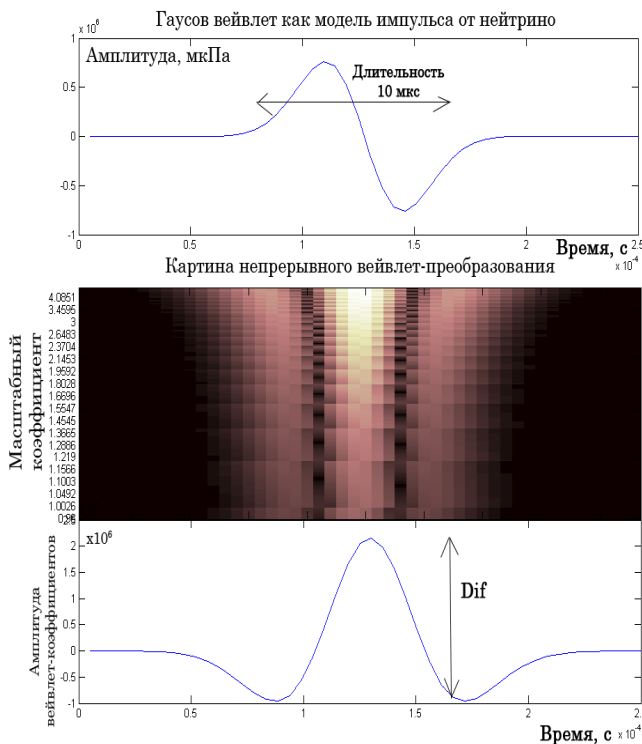


Рис. 3. Биполярный импульс - гауссов вейвлет; его вейвлет-преобразование (модуль коэффициентов для разных масштабных параметров и времени); зависимость от времени этих коэффициентов при значении параметра, где разность (Dif) максимальна.

посчитать время возникновения каскада (t_{00}), начальную амплитуду импульса и оценить энергию нейтрино.

Тогда для работы детектора мы имеем следующий алгоритм:

- Выполнить CWT сигнала в соответствующем диапазоне частот (масштаба);
- Посмотреть на нескольких – не наблюдается ли характерной симметричной структуры;
- Если да, то вблизи этой точки (по времени) посчитать на разных параметрах масштаба величину Dif;
- Если она значительна в выделенной области параметров, то можно предполагать наличие импульса.

Далее в зависимости от ситуации либо исследуется сам сигнал на данном отрезке времени (для определения t_0 и амплитуды), либо, в случае сильного зашумления, исследовать с этой целью вейвлет-коэффициенты. Кроме того, есть шанс вычистить модель импульса с частотой и амплитудой из "сырого" массива, получить только фоновую компоненту, вычистить ее и таким образом получить "чистый" сигнал. Для оценки того, насколько это эффективно, в настоящей работе проведено изучение деталей вейвлет-картины.

Dif – разница между коэффициентом в центре импульса и в его начале.

ScM – параметр масштаба, на котором достигается максимум этой разницы.

Его можно пересчитать в частоту по формуле, следующей из теории:

$$f_a = \frac{1}{a\Delta t} f_c$$

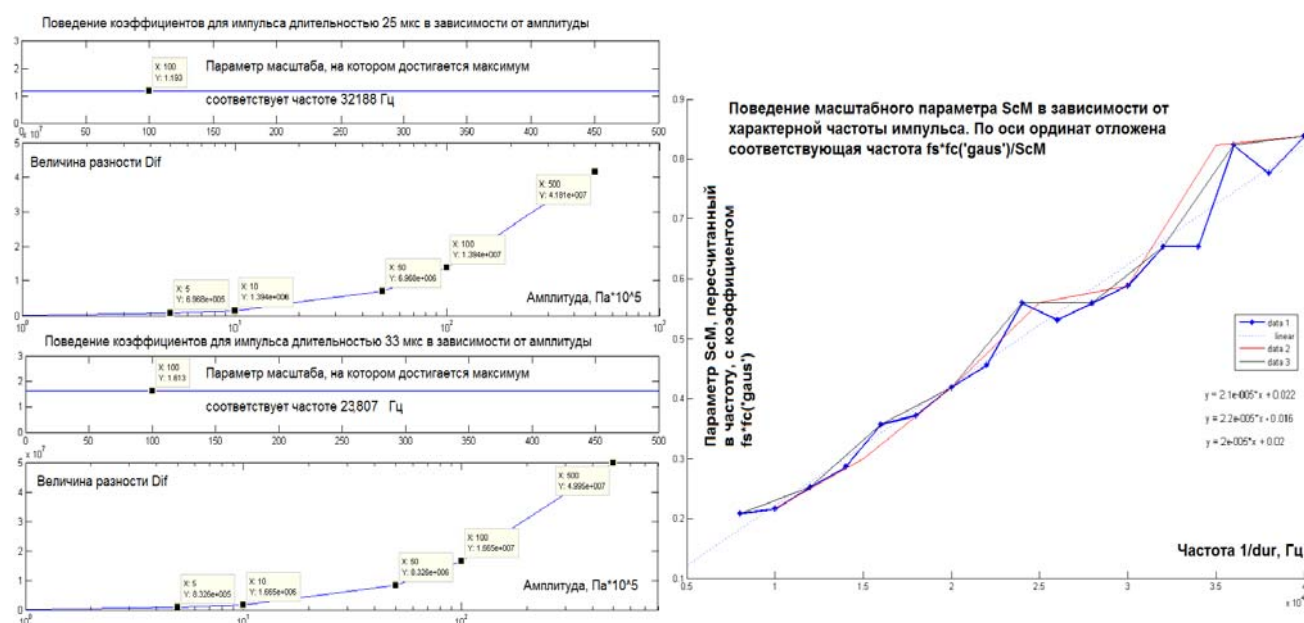


Рис. 4. Исследование вейвлет-коэффициентов. Зависимости от амплитуды для ScM и Dif при двух выбранных dur (слева) и частоты ScM от характерной частоты импульса.

Анализ показывает, что ScM от амплитуды почти не зависит (рис.4), они хорошо коррелируют (с точностью 0.01%), в то время как частота, соответствующая ScM, прямо пропорциональна f_{main} (1/dur). Коэффициент пропорциональности постоянен для разных амплитуд (для разных выборок 1/dur он равен $2.08 \pm 4\%$), может быть использован для определения f_{main} по экспериментальному ScM. Dif увеличивается с возрастанием амплитуды.



Рис. 5. Биполярный импульс, его вейвлет-преобразование, соответствующие параметру, на котором достигается максимальное Dif , слева – массив данных с наложенным импульсом и его вейвлет-преобразование, с тем же параметром.

На рис.5 представлена ситуация: имеется импульс, наложенный на массив акустических данных, при этом амплитуда его очень мала и частоты дискретизации тоже не хватает для отображения, по которому выделялась бы его форма. После преобразования видна характерная структура. Подобные тесты проведены для различных амплитуд и длительности импульса, для разных массивов акустических данных. Дальнейший этап работы с моделью заключается в применении формул, описывающих затухание звука в воде (вычисление начальных параметров импульса):

- 1) с какого расстояния пришел сигнал от нейтрино с энергией $E = 10^{21}$ эВ;
- 2) каковы координаты события и вектора нормали к плоскости волнового фронта (если сигнал "пойман" хотя бы на трех гидрофонах);
- 3) на основе информации об угловом распределении возможных направлений прилета нейтрино (приведенных, например, в [9]), оценка эффективного объема детектора.

В рамках диплома сделаны соответствующие расчеты для импульса длительностью 0.0001 с, амплитудой 10^6 мкПа, "зарегистрированного" (наложенного на шум) на трех гидрофонах модели детектора.

10. Г.А. Аскарьян, Б.А. Долгошеин. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий. Письма в ЖЭТФ, 1977, Т. 25, №5, стр. 232.
11. S. Bevan and all, the ACoRNE Collaboration. Simulation of Ultra High Energy Neutrino Interactions in Ice and Water. <http://arXiv.org/abs/0704.1025v1>
12. J.G. Learned and K. Mnnheim, Phys. Rev. D 19, 3293 (2000).
13. V. Niess and V. Bertin, Astroparticle Physics 26, 243 (2006).
14. F. Simeone, Ph.D. thesis, Universit`a di Roma "La Sapienza", 2008.
15. Н.К. Смоленцев. Основы теории вейвлетов. Вейвлеты в Matlab. М.: LVR Пресс, 2005.
16. В.П. Дьяконов. Вейвлеты. От теории к практике. М.: СОЛОН-Р, 2002.

17. C. Valens. A Really Friendly Guide to Wavelets. 1999-2004. <http://polyvalens.pagesperso-orange.fr/clemens/wavelets/wavelets.html>
18. В.А. Рябов. Регистрация астрофизических нейтрино сверхвысоких энергий. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2009. Т. 40. Вып.1.

МЕТОД УСТОЙЧИВОЙ ВАРИАЦИИ В ЗАДАЧЕ ДВУХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ В ДИАПАЗОНЕ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

Е.И. Кузьмина^{1,2}, А.Н. Грум-Гржимайло¹

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ²Физический факультет МГУ
E-mail: k.kuzmina91@gmail.com

В динамике взаимодействия квантовых систем с излучением условно выделяют два типа процессов. Принято считать как взаимодействие, так и сам процесс линейными, если его вероятность пропорциональна первой степени интенсивности излучения. Если эта степень больше единицы, то процесс называется нелинейным. Нелинейные фотопроцессы являются предметом изучения нелинейной оптики. Примером нелинейного процесса является однократная многофотонная ионизация атома, когда ион образуется в результате взаимодействия с несколькими фотонами. Однократная многофотонная ионизация атомов активно изучается экспериментально и теоретически. Повышенный интерес к этому процессу связан сейчас с быстрым развитием новых источников интенсивного коротковолнового излучения - рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ) [1,2]. До недавнего времени нелинейные явления в атомах наблюдались, за единичными исключениями, под действием оптических или инфракрасных лазерных полей, т.к. для других диапазонов не было источников с достаточной интенсивностью. Интенсивность импульсов РЛСЭ на много порядков превышает интенсивность предыдущих источников синхротронного излучения, что дает возможность наблюдать нелинейные эффекты в диапазонах вакуумного ультрафиолета (ВУФ) и мягкого рентгена [3]. На этой основе возникло быстро развивающееся направление, связанное с изучением нелинейных фотопроцессов с интенсивными импульсами излучения этих диапазонов.

Относительно теоретических исследований необходимо отметить следующее. Для излучения в диапазоне от инфракрасной области до ультрафиолетовой, т.е. до нескольких эВ, интенсивностям порядка 10^{13} - 10^{15} Вт/см² соответствует сильное поле, при котором происходят процессы, не описываемые теорией возмущений (такие как туннелирование и генерация высоких гармоник). Критерием реализации этого режима является отношение пондеромоторной энергии электрона к энергии фотона. Поскольку при увеличении энергии фотона это отношение быстро падает (как частота фотона в кубе), то в области ВУФ при тех интенсивностях, которые характерны для экспериментов с РЛСЭ, низший порядок теории возмущений, как правило, дает

адекватную основу для описания процессов. Отсюда следует повышенная значимость метода теории возмущений в нелинейной оптике ВУФ.

Строгий подход к вычислению амплитуд теории возмущений уже во втором порядке подразумевает суммирование по бесконечному набору промежуточных состояний, включая интегрирование по непрерывному спектру. Такие вычисления, которые проводятся прямым суммированием непосредственно или с помощью функций Грина, весьма сложны и громоздки. Ситуация усугубляется при переходе к теории возмущений третьего и более высоких порядков. Поэтому желательна разработка альтернативных подходов к вычислению амплитуд фото процессов по теории возмущений.

В данной работе внимание будет сосредоточено на вычислении амплитуд многофотонных переходов методом устойчивой (стабильной) вариации, который был впервые представлен в работе [4]. Это приближенный метод не связан с непосредственным суммированием по промежуточным состояниям системы в расчетах матричных элементов многофотонных переходов. Вместо такого суммирования применяется вариационная процедура к волновым функциям эффективных состояний. Метод несколько раз успешно применялся в расчетах полных сечений двухфотонной ионизации атомов и отрицательных ионов [5], трехфотонной ионизации отрицательного иона водорода [6], двухфотонной ионизации молекул [7]. Данный подход, несмотря на ограниченное число применений, обладает большим потенциалом, о чем свидетельствует также ряд выполненных с его помощью высокоточных расчетов по поляризуемости атомов и молекул, например [8].

Целью данной и последующих наших работ является исследование метода устойчивой вариации и расширение его области применения на угловые распределения фотоэлектронов и другие векторные корреляции, а также на двухчастотную ионизацию при совместном воздействии пучков ВУФ и оптического излучения.

Рассмотрим формализм метода устойчивой вариации для процесса многофотонной ионизации на примере двухфотонной ионизации атома водорода – простейшей одноэлектронной системы. Выражение для амплитуды двухфотонного перехода $T_{i \rightarrow f}^{(2)}$ из состояния дискретного спектра, условного обозначенного как i , в состояние непрерывного спектра f можно выписать в рамках второго порядка нестационарной теории возмущений:

$$T_{i \rightarrow f}^{(2)} = \sum_n \frac{\langle f | \hat{D} | n \rangle \langle n | \hat{D} | i \rangle}{E_n - E_i - \omega}, \quad (1)$$

где \hat{D} - оператор взаимодействия электромагнитного излучения с атомной системой (в дипольном приближении), n - условное обозначение промежуточного состояния системы, E_n - энергия промежуточного состояния, E_i - ионизационный потенциал оболочки атома, из которой выбивается электрон, ω - энергия фотона. Все формулы, фигурирующие в данной работе, представлены в атомной системе единиц. Выражение (1) можно переписать в следующем виде:

$$T_{i \rightarrow f}^{(2)} = \left\langle f \left| \hat{D} \frac{1}{E_i + \omega - H} \hat{D} \right| i \right\rangle, \quad (2)$$

где H - гамильтониан атома водорода. Введем две новые функции $|\lambda\rangle$ и $\langle\mu|$ [4]:

$$|\lambda\rangle = \frac{1}{E_i + \omega - H} \hat{D} |i\rangle \quad (3)$$

$$\langle\mu| = \langle f | \hat{D} \frac{1}{E_i + \omega - H}. \quad (4)$$

С учетом новых обозначений перепишем амплитуду (2) тремя эквивалентными способами:

$$T_{i \rightarrow f}^{(2)} = \langle f | \hat{D} | \lambda \rangle \quad (5)$$

$$T_{i \rightarrow f}^{(2)} = \langle \mu | \hat{D} | i \rangle \quad (6)$$

$$T_{i \rightarrow f}^{(2)} = \langle \mu | E_i + \omega - H | \lambda \rangle. \quad (7)$$

Уравнения (5)-(7) можно скомбинировать в следующее выражение

$$T_{i \rightarrow f}^{(2)} = \langle f | \hat{D} | \lambda \rangle + \langle \mu | \hat{D} | i \rangle - \langle \mu | E_i + \omega - H | \lambda \rangle. \quad (8)$$

Выбор формулы (8) обусловлен ее устойчивостью по отношению к отклонению найденных функций λ и μ от их точного выражения λ_{ex} и μ_{ex} . Проверим данное утверждение и предположим, что функции μ и λ отличаются от их точного значения на некоторую величину $\delta\lambda$ и $\delta\mu$:

$$\begin{cases} \langle \mu | = \langle \mu_{ex} | + \langle \delta\mu | \\ | \lambda \rangle = | \lambda_{ex} \rangle + | \delta\lambda \rangle \end{cases} \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8), получим выражение следующего типа:

$$\begin{aligned} T_{i \rightarrow f}^{(2)}(\lambda_{ex} + \delta\lambda, \mu_{ex} + \delta\mu) &= \\ &= T_{i \rightarrow f}^{(2)}(ex) - \langle \delta\mu | E_i + \omega - H | \delta\lambda \rangle = T_{i \rightarrow f}^{(2)}(ex) + O(\delta\mu, \delta\lambda). \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнение (10) наглядно демонстрирует, что отклонение выражения $T_{i \rightarrow f}^{(2)}(\lambda_{ex} + \delta\lambda, \mu_{ex} + \delta\mu)$ для амплитуд двухфотонных переходов от точного значения $T_{i \rightarrow f}^{(2)}(ex)$ второго порядка малости по величинам $\delta\mu$, $\delta\lambda$. Если провести аналогичные расчеты для любого из уравнений (5)-(7), то получится только первый порядок малости по соответствующим вариациям.

Для того чтобы рассчитать значения амплитуд переходов (8), необходимо лишь определить вид неизвестных функций λ и μ . Нетривиальной частью амплитуды (8) является только ее радиальная часть:

$$P(l, l_f | \omega) = \langle \varepsilon_f l_f | r | \lambda_r \rangle + \langle \mu_r | r | n_i l_i \rangle - \langle \mu_r | E_i + \omega - h(l) | \lambda_r \rangle, \quad (11)$$

где гамильтониан атома водорода имеет следующий вид: $h(l) = -\frac{d^2}{dr^2} - \frac{2}{r} + \frac{l(l+1)}{r^2}$, $n_i l_i$ - начальное состояние (дискретный спектр), $\varepsilon_f l_f$ - конечное состояние (непрерывный спектр), l - орбитальное число электрона в промежуточном

состоянии, ε_f - энергия электрона в конечном состоянии. Искомые радиальные функции λ_r и μ_r , в свою очередь, можно разложить по слэтеровским орбиталам:

$$\lambda_r(r) = \sum_{j=1}^M a_j \Phi_j(r), \quad (12)$$

$$\mu_r(r) = \sum_{j=1}^M b_j \Phi_j(r), \quad (13)$$

где $\Phi_j(r) = N_j r^{l+j} e^{-\beta r}$, N_j - нормировочные константы, выражающиеся через β , j и l , β - произвольная пока константа, M - число слэтеровских орбиталей. Каждый из коэффициентов разложения a_j и b_j должен удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial P}{\partial a_j} = \frac{\partial P}{\partial b_j} = 0,$$

то есть должно выполняться условие вариационной устойчивости $P(l, l_f | \omega)$ по отношению к коэффициентам a_j и b_j . Дифференцируя выражение $P(l, l_f | \omega)$, получаем следующий набор уравнений для коэффициентов разложения:

$$\sum_{j=1}^M A_{ij} a_j = c_i, \quad (14)$$

$$\sum_{j=1}^M b_j A_{ij} = d_j, \quad (15)$$

где матрица A_{ij} и коэффициенты c_i и d_j определяются как соответствующие матричные элементы $A_{ij} = \langle \Phi_i | E_i + \omega - h(l) | \Phi_j \rangle$, $c_i = \langle \Phi_i | r | n_i l_i \rangle$, $d_j = \langle n_f l_f | r | \Phi_j \rangle$. Все компоненты уравнений нам известны, то есть мы можем решить системы линейных уравнений и определить коэффициенты разложения. Таким образом, путем подстановки найденных коэффициентов a_j и b_j в формулы (14), (15) и подбора подходящих параметров M и β мы определяем искомые функции λ_r и μ_r и, следовательно, находим соответствующие амплитуды двухфотонных переходов (8). Результаты для многофотонной ионизации атома водорода, вплоть до взаимодействия с семью фотонами, полученные в рамках метода устойчивой вариации, находятся в хорошем согласии с результатами расчетов по теории возмущений методом прямого суммирования по промежуточным состояниям для широкого диапазона длин волн падающего излучения, включая область резонансной ионизации [4].

Можно обозначить ряд преимуществ рассмотренного метода устойчивой вариации: отсутствие явной суммы по бесконечным промежуточным состояниям; отсутствие итерационной процедуры, приводящей к нарастанию ошибок для амплитуд более высокого порядка (как в методе Далгарно-Льюиса); устойчивость выражения для амплитуд вблизи резонансов; отсутствие значений энергий в знаменателе; стабильность по отношению к вариации искомым

функций. Также необходимо отметить, что метод сводится к нахождению всего лишь двух искомым функций, независимо от порядка амплитуды (числа фотонов). К недостаткам метода устойчивой вариации можно отнести его приближенный характер, недостаточную разработку и отсутствие, до настоящего времени, многих потенциальных приложений. Начинаясь циклом работ мы рассчитываем ввести метод устойчивой вариации в практику расчетов нелинейных фотонных процессов в области ВУФ, включая угловые распределения фотоэлектронов, двухчастотные процессы и надпороговую ионизацию.

1. V. Ayvazyan et al., *Phys. Rev. Lett* **88**, 10 (2002).
2. W.A. Barletta et al, *Nucl. Instrum. Methods. Sec. A* **618**, 69 (2010).
3. N. Berrah et al., *J. Mod. Opt.*, **57**, 1015 (2010).
4. B. Gao, A.F. Starace, *Atom. Phys. Rev. Lett.*, **61**, 404 (1988).
5. C. Pan, B. Gao, A.F. Starace, *Phys. Rev. A*, **41**, 6271 (1990).
6. C.-R. Liu, B. Gao, A.F. Starace, *Phys. Rev. A*, **46**, 5985 (1992).
7. M. Machado, M. Masili, *J. Chem. Phys.*, **120**, 7505 (2004).
8. Q.-F. Sun, S.-Z. Huang, *J. Chem. Phys.*, **135**, 184106 (2011).

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ КВАНТОВЫХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ЧАСТИЦ: ПРИЛОЖЕНИЕ К ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРОНА В АТТОСЕКУНДНОМ ВРЕМЕННОМ ДИАПАЗОНЕ

Д.Д. Колбасова¹, А.Н. Грум-Гржимайло²

¹Физический факультет МГУ; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
E-mail: kolbdasha@yandex.ru

Изучение нестационарных квантовых процессов приобрело в последнее время особую актуальность в связи с быстрым прогрессом в генерации и использовании фемто- и аттосекундных лазерных импульсов, включая интенсивное излучение рентгеновских лазеров на свободных электронах. Сверхкороткие импульсы позволяют наблюдать уже не только ядерное движение в молекулах, но и изучать движение электронов в атомных процессах [1,2]. Набор теоретических методов для моделирования нестационарных явлений в этом временном диапазоне достаточно обширен, а их применение зависит от конкретных параметров задачи: теория возмущений, приближение сильного поля, квазиклассические методы, прямое решение нестационарного уравнения Шредингера (УШ) и ряд других методов. Прямое решение нестационарного УШ – наиболее строгий подход к описанию нестационарных квантовых явлений, работающий и в тех случаях, когда надежный результат не удастся получить другими способами. Однако, решение нестационарного УШ, особенно в пространстве нескольких измерений, требует значительных

вычислительных ресурсов. Неудивительно, что продолжается активный поиск эффективных методов его численного решения. В настоящее время наиболее часто используются многочисленные комбинации интегрирования на пространственно-временной сетке с разложением по базисным функциям.

Настоящая работа посвящена изучению возможностей одного из пока редко употребляемых для решения нестационарного УШ «метода частиц» с целью его дальнейшего совершенствования и приложения к моделированию динамики электрона в аттосекундном временном диапазоне, включая задачу его взаимодействия со сверхкороткими лазерными импульсами.

Говоря о «методе частиц», надо иметь в виду, что семейство подобных методов, используемых в решении нестационарных задач гидро- и аэродинамики, физики плазмы, физики конденсированного состояния, астрофизики достаточно обширно [3,4] и включает в себя, например, метод частиц в ячейке, метод Монте-Карло, метод индивидуальных частиц со всеми их разновидностями. Исходным в нашем случае является подход, впервые опробованный для нестационарного УШ в работе 1969 г. [5]. Подход основан на гидродинамической формулировке квантовой механики, развивавшейся в свое время Маделунгом [6,7], и стал предшественником метода траекторий, развиваемого в последние 15 лет (см, например, [8]).

Методы частиц в большой степени являются эвристическими и их строгое математическое обоснование затруднительно. Поэтому в развитии и обосновании используемого нами метода центральная роль принадлежит вычислительному эксперименту. Представляемая работа носит поисковый характер, в которой проверяется применимость «метода частиц» к различным классам квантовомеханических нестационарных задач и производится поиск путей совершенствования метода. Нашей конечной целью является развитие и приложение метода частиц к изучению поведения электронов в поле коротких интенсивных импульсов излучения. В данной работе мы проверяем метод частиц для численного решения простых одномерных задач с не зависящим от времени потенциалом.

Напомним основные положения гидродинамической аналогии квантовой механики. Подставляя в нестационарное уравнение Шредингера для одной частицы массы μ

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(r,t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) \right) \Psi(r,t) \quad (1)$$

волновую функцию в виде

$$\Psi(r,t) = A(r,t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} S(r,t)\right) \quad (2)$$

где $A(r,t)$ и $S(r,t)$ – действительные функции ($A(r,t) \geq 0$). В настоящей работе предполагается, что потенциал $V(r)$ не зависит от времени. Вводя по правилам квантовой механики плотность вероятности

$$\rho(r,t) = |\Psi(r,t)|^2 = A^2(r,t) \quad (3)$$

и вектор плотности тока вероятности

$$j(r,t) = \frac{\hbar}{2i\mu} [\Psi^*(r,t)\nabla\Psi(r,t)] - \Psi(r,t)\nabla\Psi^*(r,t) = \frac{1}{\mu} A^2(r,t)\nabla S(r,t) \quad (4)$$

(в дальнейшем опускаются аргументы r и t), подставляя (2) в (1) и разделяя действительную и мнимую части, переходим, после тождественных преобразований, к системе уравнений

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla j = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0, \quad (5)$$

$$\mu \frac{dv}{dt} = -\nabla(V + V_{qu}), \quad (6)$$

где

$$V_{qu} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\Delta A}{A}, \quad (7)$$

$$v = \frac{1}{\mu} \nabla S, \quad (8)$$

Уравнение (7) определяет “квантовый потенциал”, добавляемый к обычному классическому потенциалу в уравнении (6) для движения частицы с массой μ . Уравнения (5)-(8) лежат в основе используемого нами метода частиц.

С другой стороны, если уравнение (6) умножить на ρ , то, после тождественных преобразований, получим

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla v^2 + [\nabla v \times v] = -\nabla \frac{1}{\mu} V - \frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (9)$$

где

$$\nabla p = -\frac{\hbar^2}{2\mu^2} \rho \nabla \left(\frac{\nabla \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} \right). \quad (10)$$

Уравнение (9), где p играет роль давления, имеет вид уравнения Навье-Стокса, а вместе с уравнением непрерывности (5) оно определяет поведение безвихревой жидкости без трения, под действием внешней силы, имеющей потенциал (т.е. это по определению “идеальная жидкость”). Эта “жидкость” баротропна, т.е. её плотность ρ зависит только от давления p , но соответствующий баротропный закон, описываемый уравнением (10), очень необычен.

На основе уравнений (5)-(8), записанных для одномерного движения в переменных x и t , была создана компьютерная программа, моделирующая движение квантомеханической жидкости. Эта жидкость разбивается на ячейки (отрезки x) с одинаковой массой μ , сконцентрированной в центре ячейки (отрезка), «частице». Таким образом, плотность распределения таких частиц оказывается пропорциональной плотности $\rho(x,t)$ в уравнении (5). Расчеты

производились следующим образом. Сначала создается начальный пакет, который представляет собой набор N частиц, а соответствующая плотность ρ в координате i -той частицы вычисляется по формуле

$$\rho_i = \lambda(N)\Delta x_i^{-1}, \quad (11)$$

где

$$\Delta x_i^{-1} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Delta x_{i-1,i}} + \frac{1}{\Delta x_{i,i+1}} \right),$$

а $\Delta x_{i,i+1} = x_{i+1}(t) - x_i(t)$ – расстояние между частицами. Константа $\lambda(N)$ находится, исходя из условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(x,t) dx = 1. \quad (12)$$

В наших расчетах для N частиц λ берется равной своему асимптотическому значению $\lambda = (N - 1)^{-1}$. Для симметричного начального волнового пакета при $t = 0$ две соседние с центральной частицы (которой присвоен номер m) будут находиться от нее на расстоянии

$$\Delta x_{m,m-1} = \Delta x_{m,m+1} = \frac{1}{\Delta x_m^{-1}} = \frac{\lambda(N)}{\rho(\chi_m, 0)} = \lambda(2\pi\chi_0)^{1/2} \quad (13)$$

Последнее равенство записано через начальную дисперсию χ_0 волнового пакета гауссовой формы. Расположение остальных частиц находится по формулам

$$x_{i+1} = x_i + \Delta x_{i,i+1}$$

$$\Delta x_{i+1,i+2} = \left(\frac{1}{\lambda} \rho(\chi_m, 0) - \frac{1}{\Delta x_{i,i+1}} \right)^{1/2}$$

Начальная скорость v_i в момент $t = 0$ для всех частиц одинакова. Уравнение движения (6) для одномерного случая имеет вид

$$\mu \frac{dv_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial x} (V + V_{qu}) = F_i, \quad (14)$$

где V – потенциал, действующий на частицу, а V_{qu} – квантовый потенциал, вычисляемый в соответствии с (7)

$$V_{qu} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{A} \frac{d^2 A}{dx^2}.$$

Координаты x_i^{n+1} и скорости v_i^{n+1} в момент $t^{n+1} = t^n + \delta t$ рассчитываются по формулам

$$x_i^{n+1} = x_i^n + v_i^n \delta t$$

$$v_i^{n+1} = v_i^n + \frac{1}{\mu} F_i^n \delta t$$

где F_i^n – эффективная сила, действующая на i -ю частицу в момент времени n . Далее цикл повторяется для следующего момента времени и т.д. Таким образом, находятся координаты и скорости всех частиц, по которым на любом

временном слое можно восстановить функции $A(x,t)$ и $S(x,t)$ и (одномерную) волновую функцию (2).

Для проверки работы программы было проведено сравнение ее результатов для движения свободной частицы с начальной дисперсией $\chi_0=1$ а.е. при разных импульсах с соответствующим аналитическим решением для гауссового волнового пакета. Для значений $N \geq 300$ численное и аналитическое решения для $\rho(x,t)$ совпали на графиках с точностью до толщины линии.

Помимо свободного движения были рассмотрены известные примеры частицы, налетающей на потенциальный барьер и потенциальную яму. Для того чтобы обеспечить дифференцируемость потенциала (см. (14)), мы брали барьер со сглаженными стенками:

$$\left\{ \begin{array}{l} V_i = \frac{p^2}{2\mu} \sin^2 \left(\frac{\pi(x_i - x_1)}{2(x_2 - x_1)} \right) \text{ для } x_i \in [x_1, x_2] \\ V_i = \frac{p^2}{2\mu} \text{ для } x_i \in [x_2, x_3] \\ V_i = \frac{p^2}{2\mu} \sin^2 \left(\frac{\pi(x_4 - x_i)}{2(x_4 - x_3)} \right) \text{ для } x_i \in [x_3, x_4] \end{array} \right. \quad (15)$$

и $V_i = 0$ на остальной части оси X . Высота барьера бралась равной начальной кинетической энергии частицы. Для потенциальной ямы потенциал (15) брался с противоположным знаком. Число частиц N необходимо брать достаточно большим, чтобы успешно считывать форму пакета. В наших вычислениях берется $N=500$. Для случаев с барьерами даже при $\delta t \sim 10^{-7}$ а.е. за время $t \sim 1$ а.е. (24 аттосекунды) из-за неустойчивости возникают искажения пакета в центральной части, и дальнейший расчет становится невозможным. Известно, что на стабильность алгоритма критическим образом влияет точность вычисления пространственных производных от $A(x,t)$, которая будет улучшена в следующей версии программы.

Результаты программы для прохождения потенциального барьера и потенциальной ямы волновым пакетом с начальным импульсом 2 а.е. представлены на рис. 1. Часть пакета отражается от барьера, часть проникает в него и проходит дальше, а часть остается в районе барьера длительное время из-за равенства кинетической энергии частицы высоте барьера.

В заключение, хотя метод частиц позволил нам провести вычисления для простейших случаев, требуется большая работа по выяснению его возможностей и совершенствованию для приложений к расчетам поведения электронов в поле импульсов электромагнитного излучения.

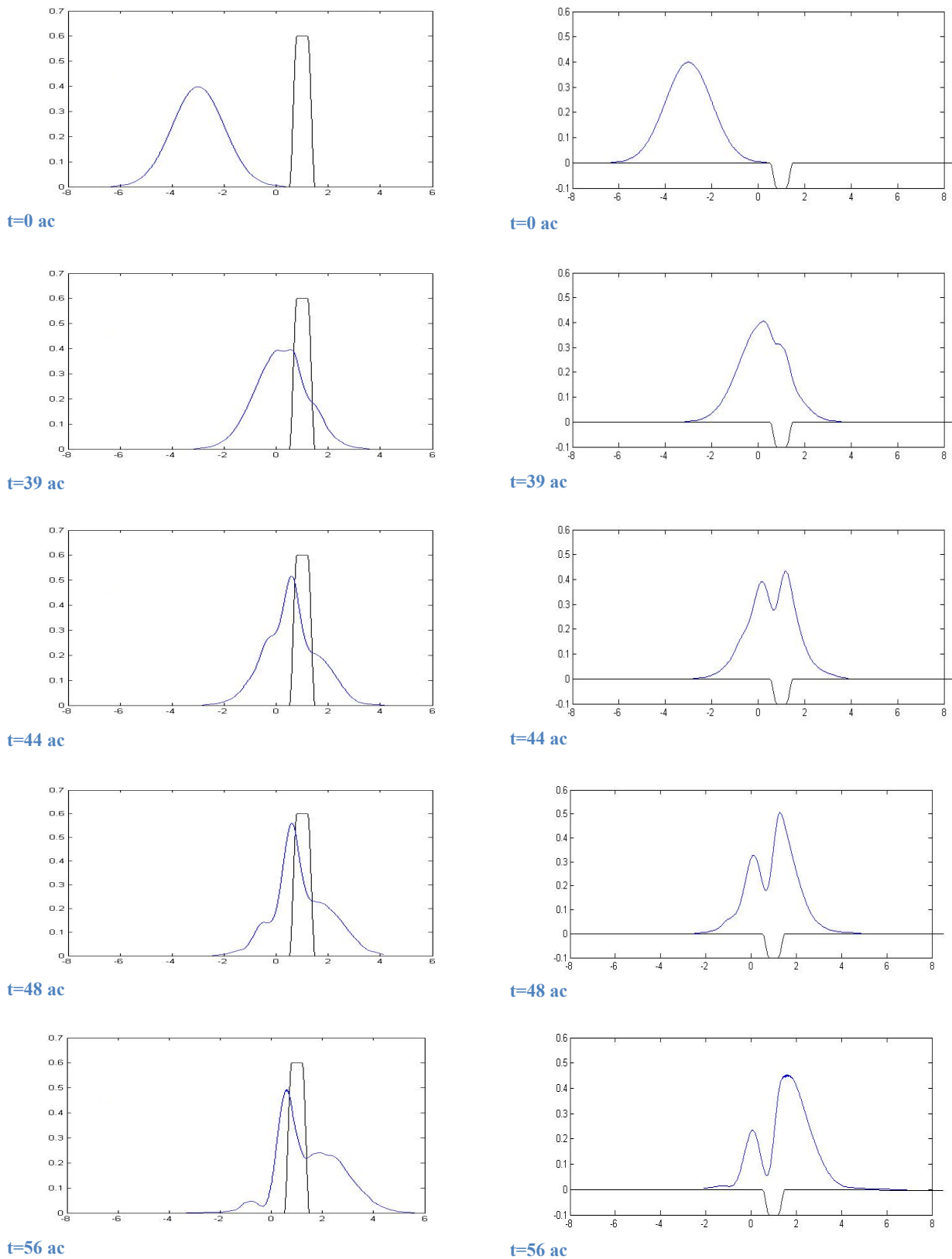


Рис. 1. Волновой пакет, налетающий на потенциальный барьер высотой $E=p^2/2\mu$ (левый столбец), и на потенциальную яму (правый столбец) той же глубины $E=-p^2/2\mu$, где p - импульс частицы ($p=2$ a.e., $\mu=1$ a.e.).

1. S. Haessler et al., Attosecond imaging of molecular electronic wavepackets. Nature Physics, v.6, 200-206 (2010).

2. P. Hockett, et al., Time-resolved imaging of purely valence-electron dynamics during a chemical reaction Nature Physics, v.7, 612-615 (2011)
3. М.Ф. Иванов, В.А. Гальбург. Численное моделирование динамики газов и плазмы методами частиц. Москва: МФТИ, 2000.
4. В.Е. Зализняк. Основы вычислительной физики. Часть 2. Введение в методы частиц. РХД, 2006.
5. J.H. Weiner, Y. Partom. Quantum Rate Theory for Solids. II One-Dimensional Tunneling effects. Phys. Rev., v. 187, 1134-1146 (1969).
6. E. Madelung. Quantum Theory in Hydrodynamical Form. Zeit. f. Phys., v. 40, 322-326 (1927)
7. R.E. Wyatt. Quantum Dynamics with Trajectories. Introduction to Quantum Hydrodynamics. New York: Springer, 2005.
8. X.Y. Lai, Q.Y. Cai, M.S. Zhan. Above-threshold ionization photoelectron spectrum from quantum trajectory. Eur. Phys. J. D **53**, 393–396 (2009)

ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ОСАЖДЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.А. Михалевский¹, О.А. Новодворский¹, А.В. Шорохова¹, О.Д. Храмова¹, Л.С. Паршина¹, С.Ф. Маренкин², И.В. Федорченко², Б.А. Аронзон³, А.Б. Давыдов³,
А.В. Кочура⁴

¹ *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, ул. Святоозерская, 1, г. Шатура, Московская область, Россия 140700;* ² *Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский проспект, 31, г. Москва, Россия, 119991;* ³ *Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия, 119991;* ⁴ *Юго-Западный государственный университет, ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, Россия, 305040*
E-mail: uhr@inbox.ru

Большой интерес для спинтроники представляют тонкие пленки полупроводников группы $A^{III}B^V$, допированных марганцем, из-за возможности их применения в устройствах спиновых вентилей вместо многослойных сверхрешеток, образованных сочетанием магнитных и немагнитных нанослоев, либо в качестве разбавленных магнитных полупроводников (РМП) типа $A^{III}_{1-x}Mn_xB^V$ для создания гетероструктур, обеспечивающих инжекцию спин поляризованных носителей в полупроводник [1]. Кроме того, в этих материалах ферромагнетизм может наблюдаться при температурах до 600 К [2].

В данной работе мы изучали возможность применения метода импульсного лазерного осаждения (ИЛО) для синтеза тонких пленок ферромагнитных полупроводниковых материалов GaSb:Mn и InSb:Mn, исследовали состав полученных пленок по отношению к составу исходной мишени, однородность пленок, шероховатость поверхности, тип проводимости, удельное сопротивление, концентрацию и подвижность носителей заряда, магнитные свойства пленок.

Пленки толщиной 80-130 нм синтезированы импульсным лазерным осаждением из композита системы GaSb-MnSb и InSb-MnSb на

ориентированных подложках лейкосапфира с использованием механической сепарации капель [3]. Состав пленок соответствовал составу исходной мишени, в качестве которой использовали эвтектический сплав системы GaSb-MnSb, либо InSb-MnSb [4]. Согласно данным электронной и сканирующей зондовой микроскопии пленки были однородны с шероховатостью поверхности на нано уровне (Рис. 1, Рис. 2).

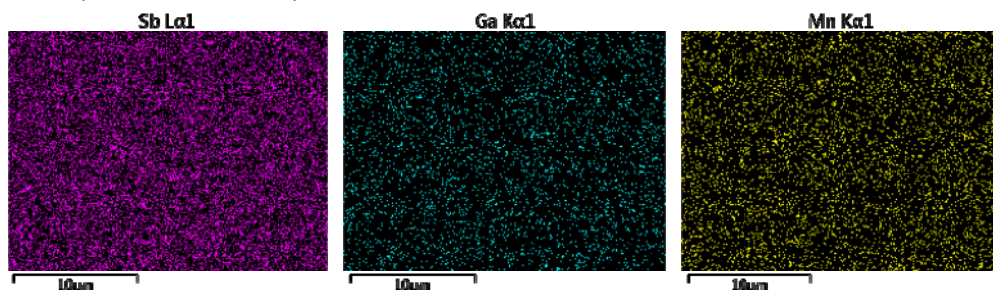


Рис. 1. Распределение элементов Sb, Ga, Mn по поверхности пленки GaSb:Mn

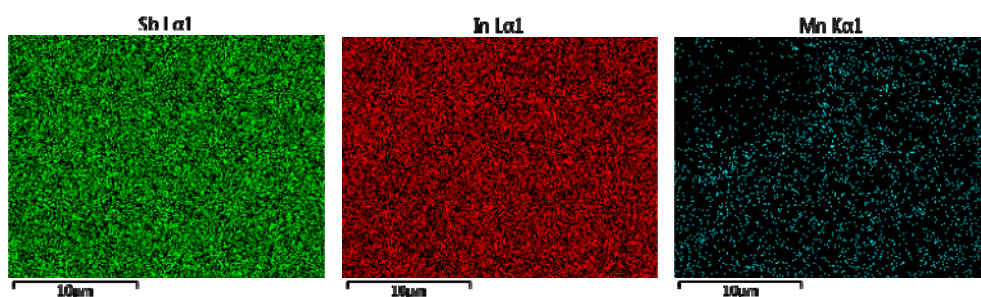


Рис. 2. Распределение элементов Sb, In, Mn по поверхности пленки InSb:Mn

Для пленок GaSb:Mn и InSb:Mn характерен дырочный тип проводимости. Электрические свойства этих пленок зависели от технологических условий получения. Лучшие образцы пленок GaSb:Mn имели удельное сопротивление $7 \cdot 10^{-4}$ Ом·см, концентрацию $8.1 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и подвижность носителей заряда $1 \cdot 10^2$ см²·В⁻¹·с⁻¹. Для пленок GaSb:Mn, синтезированных при температуре подложки 300 °С, характерно отрицательное магнитное сопротивление. Оценка коэрцитивной силы по магнито-полевым зависимостям показала, что пленки относятся к мягким магнетикам с величиной коэрцитивной силы не более $8 \cdot 10^3$ А/м. Для пленок, выращенных при температуре 100°С, коэрцитивная сила была больше и составляла $2.5 \cdot 10^4$ А/м. Пленки InSb:Mn характеризуются дырочным типом проводимости. Эти пленки имели дырочный тип проводимости, удельное сопротивление $1,4 \cdot 10^{-1}$ Ом·см, концентрацию носителей заряда $1.3 \cdot 10^{19}$ см⁻³, подвижность носителей заряда $3,3$ см²·В⁻¹·с⁻¹.

1. V.Kochura, B.A.Aronzon, K.G.Lisunov, A.V.Lashkul, A.A.Sidorenko, R.De Renzi, S.F.Marenkin, M.Alam, A.P.Kuzmenko, and E.Lahderanta, Structural and magnetic properties of In_{1-x}Mn_xSb: Effect of Mn complexes and MnSb nanoprecipitates, J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113, p. 083905.
2. T.Dietl. A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides. Nature Materials. 2010. Vol. 9, P. 965-974.

3. В.Я.Панченко, О.А.Новодворский, В.С.Голубев. Технология лазерно-плазменного напыления пленок нанометровых толщин. Наука и технологии в промышленности. 2006. № 4. С. 39-51.
4. С.Ф.Маренкин, В.М.Трухан, С.В.Труханов, И.В.Федорченко, В.М.Новоторцев //Фазовые равновесия, электрические и магнитные свойства эвтектики системы GaSb – MnSb// Ж. Неорг.химии. 2013. Т. 58, № 11, С. 1324-1329.

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ПРОДУКТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЕСТЕСТВЕННОЙ СМЕСИ ИЗОТОПОВ СЕРЕБРА.

Б.С. Ишханов^{1,2}, А.А. Кузнецов¹, А.А. Мартынов²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет.

E-mail: aler1x@yandex.ru

Изучение изомерных состояний атомных ядер позволяет получить информацию о структуре возбужденных состояний атомных ядер [1]. Явление изомерии атомных ядер связано с большой разницей в спинах или деформации возбужденного состояния относительно основного состояния атомного ядра. Вероятность заселения изомера в результате ядерных реакций зависит от энергии реакции, орбитального моментом вылетевших частиц, момента и четности конечного состояния. Орбитальный момент вылетевших частиц зависит как от энергии этих частиц, так и от структуры оболочек в возбужденном ядре. С изомерными состояниями обычно связана система вышележащих уровней с похожей структурой. Поэтому вероятность заселения изомерного состояния зависит также от вероятностей каскадных переходов на него с вышележащих состояний.

Для исследования возбужденных состояний ядер часто используется гамма-излучение. Использование гамма-квантов для изучения возбужденных состояний атомных ядер обладает несколькими преимуществами. Энергия гамма-квантов непосредственно вносится в ядро, что позволяет изучать ядерные реакции, начиная с порога реакции. При фотопоглощении спектр передаваемых ядру угловых моментов ограничен. Так для фотопоглощения тяжелых ядер характерно поглощение в основном дипольных гамма-квантов.

В настоящей работе активационным методом [2] исследуются фотоядерные реакции на естественной смеси изотопов серебра при энергии электронов ускорителя 55 МэВ. Получены выходы фотоядерных реакций с вылетом до 4 нейтронов. Получены изомерные отношения ^{106m.s.,g.s.}Ag и ^{104m.s.,g.s.}Ag.

Мишень из фольги Ag (естественная смесь изотопов серебра содержит 51.839% изотопов ¹⁰⁷Ag и 48.161% изотопов ¹⁰⁹Ag) массой 0.1826 г и поверхностной плотностью 0.028±0.001 г/см² облучалась в течение 10 минут

пучком гамма-квантов тормозного спектра при энергии электронов ускорителя 55 МэВ.

Для генерации пучка гамма-квантов использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 2.1 мм. Вплотную к тормозной мишени располагался монитор из меди — пластинка 40x40 мм, толщиной 0.10 мм. Вплотную к монитору располагалась исследуемая мишень из серебра.

После облучения мишени на германиевом гамма-спектрометре в течение пяти дней измерялись спектры гамма-квантов остаточной активности мишени. Для измерения спектров использовался детектор из сверхчистого германия Canberra GC3019. На основе анализа спектров и изменения интенсивности пиков полного поглощения гамма-квантов, обусловленных распадом образовавшихся радиоактивных изотопов, рассчитывались выходы различных изотопов.

При энергии облучения 55 МэВ возможны фотоядерные реакции с вылетом до 5 нейтронов. При этом образуются изотопы серебра с массовыми числами от 102 до 108. В таблице 1 представлены реакции, приводящие к образованию данных изотопов, и характеристики основного и изомерного состояний изотопов серебра [3, 4]. Большинство изомерных состояний имеют канал радиационного распада в основное состояние. Приведена доля этого канала в общем числе распадов изомерного состояния.

Таблица 1 Фотонейтронные реакции при облучении естественной смеси изотопов серебра тормозным излучением с верхней границей спектра 55 МэВ.

Реакция, порог (МэВ)	Спин-чётность и период полураспада основного состояния	Энергия, спин-чётность и период полураспада изомерного состояния	Доля распада изомера в основное состояние [3]
$^{109}\text{Ag}(\gamma, n)^{108}\text{Ag}$, 9.19	1^+ , 2.382 мин	109.5 кэВ, 6^+ , 438 лет	8.7%
$^{109}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{106}\text{Ag}$, 26.00 $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106}\text{Ag}$, 9.54	1^+ , 23.96 мин	89.7 кэВ, 6^+ , 8.28 дн	0%
$^{109}\text{Ag}(\gamma, 4n)^{105}\text{Ag}$, 33.95 $^{107}\text{Ag}(\gamma, 2n)^{105}\text{Ag}$, 17.48	$1/2^-$, 41.29 дн	25.5 кэВ, $7/2^+$, 7.23 мин	99.66%
$^{109}\text{Ag}(\gamma, 5n)^{104}\text{Ag}$, 43.98 $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104}\text{Ag}$, 27.51	5^+ , 69.2 мин	6.9 кэВ, 2^+ , 33.5 мин	<0.07%
$^{109}\text{Ag}(\gamma, 6n)^{103}\text{Ag}$, 52.37 $^{107}\text{Ag}(\gamma, 4n)^{103}\text{Ag}$, 35.90	$7/2^+$, 65.7 мин	134.5 кэВ, $1/2^-$, 5.7 сек	100%
$^{107}\text{Ag}(\gamma, 5n)^{102}\text{Ag}$, 46.50	$5^{(+)}$, 12.9 мин	9.4 кэВ, 2^+ , 7.7 мин	49%

Образующиеся в результате фотоядерных реакций изотопы серебра β^- -радиоактивны и приводят к появлению соответствующих изотопов палладия, в большинстве случаев в возбуждённом состоянии (^{108}Ag также имеет канал β^- -

распада в кадмий), которые, в свою очередь, снимают свое возбуждение каскадом гамма-распадов.

На рис. 1 показана схема образования основного и изомерного состояния изучаемого радиоактивного изотопа в результате фотоядерной реакции. Изомерное состояние {m.s.} образуется непосредственно в результате фотоядерной реакции или после предварительного каскада гамма-распадов. p – вероятность изомерного перехода (ИТ) – гамма-распада в основное состояние. В этом случае количество радиоактивных ядер на момент окончания облучения рассчитывалось по формуле:

$$N_{m.s.} = \frac{S_{E_\gamma}}{eff_{E_\gamma} I_{E_\gamma} (e^{-\lambda_{m.s.}(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_{m.s.}(t_3-t_1)})} \quad (1),$$

где S_{E_γ} — измеренная детектором интенсивность гамма-линии (площадь пика полного поглощения), eff_{E_γ} — эффективность детектора для данной энергии в пике полного поглощения, I_{E_γ} — процент выхода гамма-квантов данной энергии на 100% распадов исследуемого состояния, $\lambda_{m.s.}$ — табличная постоянная распада исследуемого состояния, t_1 — время облучения, t_2 — время начала измерения, t_3 — время окончания измерения.

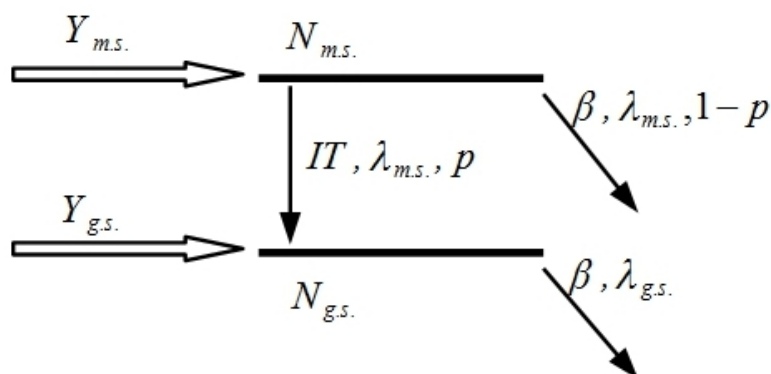


Рис. 1: Схема образования основного и изомерного состояния атомных ядер.

Относительный выход реакции на 1 электрон ускорителя определялся по формуле:

$$Y_{m.s.} = \frac{N_{m.s.} \lambda_{m.s.}}{K(1 - e^{-\lambda_{m.s.}t_1})} \quad (2),$$

Где K — коэффициент, учитывающий изменение тока ускорителя во время облучения.

Образование основных состояний исследуемых изотопов может происходить не только непосредственно в результате фотоядерных реакций, но и за счет накопления при гамма-распаде изомерных состояний, образованных в результате фотоядерной реакции. Поэтому в расчетах выхода реакции с образованием основного состояния необходимо учитывать вклады изомерных состояний. В общем случае для определения выходов изотопов в таких случаях

необходимо решать системы дифференциальных уравнений, описывающих последовательность радиоактивных распадов с учетом коэффициентов ветвления по различным каналам распада.

Используемая методика позволяет определять выходы образующихся ядер с периодом более 5 мин. Ограничения на регистрацию гамма-квантов детектором с энергией выше 40 кэВ позволяют определить выходы изомерных состояний для изотопов $^{106m.s.}\text{Ag}$ и $^{104m.s.}\text{Ag}$. Для этих состояний вероятность гамма-распада на основное состояние крайне мала, поэтому для определения количества радиоактивных ядер и выхода $^{106g.s.}\text{Ag}$ и $^{104g.s.}\text{Ag}$ также использовались формулы 1 и 2.

Расчитанные выходы представлены в таблице 3. Также в таблице приведены изомерные отношения – отношение выходов образования изомерных к основным состояниям для изотопов ^{106}Ag и ^{104}Ag .

Таблица 3 Относительные выходы исследуемых состояний

Изотоп	Отн. выход основного состояния $Y_{g.s.}$	Отн. выход изомера $Y_{m.s.}$	$\frac{Y_{m.s.}}{Y_{g.s.}}$
^{103}Ag	0.00074±0.00009		
^{104}Ag	0.00304±0.00017	0.0032±0.0005	1.05±0.23
^{105}Ag	0.0667±0.0010		
^{106}Ag	1.48±0.10	0.0199±0.0008	0.0134±0.0014
^{108}Ag	0.268±0.028		

На рис. 2 и рис. 3 представлены изомерные отношения для реакций $\text{Ag}(\gamma, xn)^{104}\text{Ag}$ и $\text{Ag}(\gamma, xn)^{106}\text{Ag}$ соответственно, измеренные в работах [6-12] и в данной работе. На рис. 2 и рис. 3 изомерные отношения представлены в виде отношений выходов образования состояний с высоким спином к состоянию с низким спином:

$$IR(^{106}\text{Ag}) = \frac{Y_{high-spin}}{Y_{low-spin}} = \frac{Y(^{106m.s.}\text{Ag}^{6+})}{Y(^{106g.s.}\text{Ag}^{1+})},$$

$$IR(^{104}\text{Ag}) = \frac{Y_{high-spin}}{Y_{low-spin}} = \frac{Y(^{104g.s.}\text{Ag}^{5+})}{Y(^{104m.s.}\text{Ag}^{2+})}.$$

В целом полученные данные находятся в удовлетворительном согласии с ранее выполненными экспериментами. Отличие изомерных отношений для различных работ объясняется тем, что отношения в работах [5, 6, 8] были получены для мишени из чистого ^{107}Ag , в настоящей работе и работах [7, 9-11] – на естественной смеси изотопов серебра. Различие изомерных отношений при одинаковых энергиях электронов ускорителя объясняется выбором разных тормозных мишеней и различной геометрией облучения. В работе [7] в

качестве тормозной мишени использовалась пластинка из вольфрама, толщиной 0.1 мм, что по сравнению с нашей вольфрамовой тормозной мишенью толщиной 2.1 мм дает более жесткий спектр гамма-квантов, и соответственно отвечает большей величине средней энергии возбуждения.

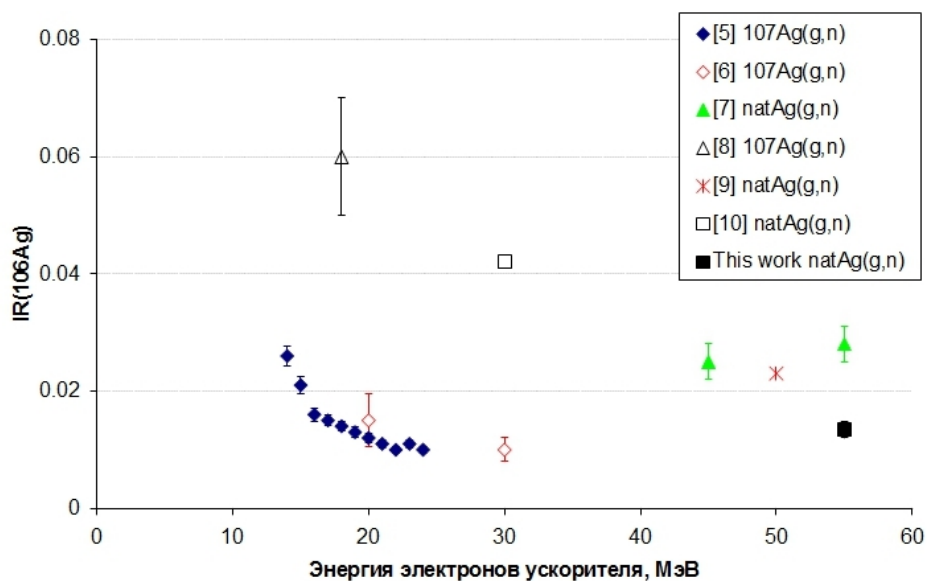


Рис. 2: Зависимость изомерных отношений $Ag-106$ от энергии облучения.

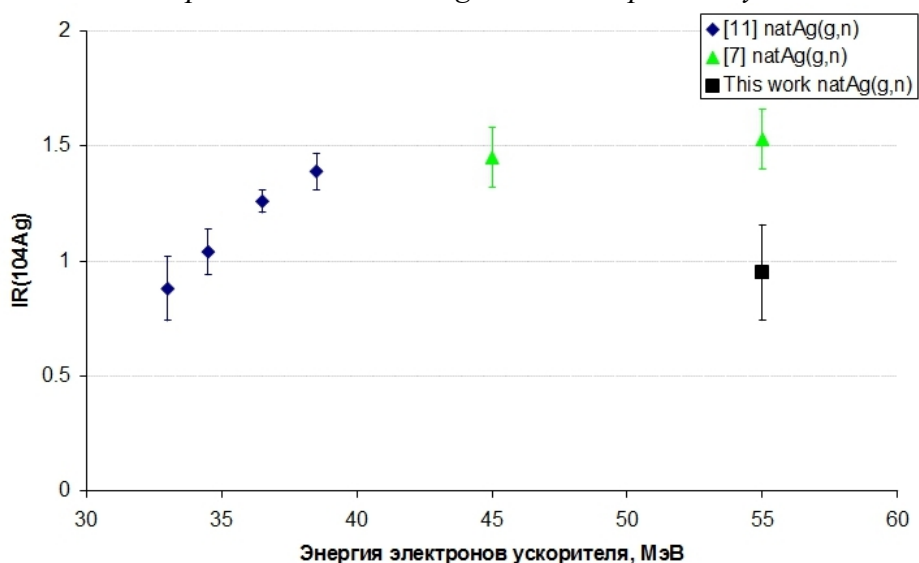


Рис. 3: Зависимость изомерных отношений $Ag-104$ от энергии облучения.

1. Ю.П.Гангрский, А.П.Тончев, Н.П.Балабанов, ЭЧАЯ **27**, 4 (1996)
2. S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, et al., Nucl. Instrum. Methods A **745**, 133 (2014)
3. WWW Table of Radioactive Isotopes, 2004, <http://ie.lbl.gov/toi/>
4. Interactive Chart of Nuclides, <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>
5. T.D.Thiep, T.T.An, P.V.Cuong, N.T.Vinh, B.M.Hue, A.G.Belov, O.D.Maslov, J. Radioanal. Nucl. Chem. **299**, 477 (2014)
6. N.A.Demekhina, A.S.Danagulyan, G.S.Karapetyan, Phys. At. Nucl **65**, 365 (2002)
7. M.Tatari et al, J. Radioanal. Nucl. Chem. **300**, 269 (2014)
8. H.Fuchs, R.Kosiek, U.Meyer-Berkhout, Z. Phys. **166**, 590 (1962)
9. А.А.Сорокин Доклад на XXVI Конференции по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.

10. T.Kato, J Rad Chem **16**(1), 307 (1973)

11. О.А.Бесшейко и др, Изв. РАН. Сер. Физ. **75**, 997 (2011)

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ КАЛЬЦИЯ

Е.М. Базлева, С.С. Бельшев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: katebazleva@gmail.com

Взаимодействие фотонов с атомными ядрами при энергиях, превышающих энергии отделения нуклонов и примерно до 40 МэВ, определяется возбуждением фундаментальной коллективной ядерной моды – гигантского дипольного резонанса (ГДР). Характеристики ГДР, прежде всего его форма и вероятность распада по различным каналам, чувствительны к особенностям ядра — массовому числу A и соотношению между числом протонов и нейтронов Z/N в нем. Таким образом, изучая фоторасщепление ядер с помощью фотоядерного эксперимента, можно увидеть, как изменяются характеристики ГДР при последовательном изменении числа протонов или нейтронов в ядре-мишени. Наиболее удобными объектами для таких исследований являются цепочки нуклидов в естественной смеси изотопов.

В изучении характеристик ГДР изотопы кальция ($Z=20$) представляют большой интерес. Изотопы Ca имеют полностью заполненную по протонам оболочку $1d-2s$, что соответствует магическому числу 20. В настоящее время известно 24 изотопа Ca, из них 6 стабильных - ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{43}Ca , ^{44}Ca , ^{46}Ca , ^{48}Ca . Изотопы ^{40}Ca ($Z=20$, $N=20$) и ^{48}Ca ($Z=20$, $N=28$) являются дважды магическими.

Кроме того, имеющиеся экспериментальные данные по Ca не являются полными - данные по сечениям реакций с вылетом нескольких нуклонов часто вообще отсутствуют или же являются ненадежными. Поэтому целью настоящей работы является получение новой информации об основных фотоядерных реакциях на изотопах Ca в широкой области энергий фотонов, для уточнения теоретических моделей, описывающих ГДР.

В настоящей работе использовался метод наведенной активности. Для анализа исследуемый образец подвергся облучению потоком тормозных фотонов. При этом в мишени образовывались как стабильные, так и радиоактивные нуклиды, характеризующиеся различными временами жизни и энергиями испускаемых гамма-квантов, по которым и проводилась их идентификация и расчет выходов реакций.

Облучение проводилось на разрезном микротроне RTM-55 НИИЯФ МГУ с энергией пучка электронов 55 МэВ [1]. Электроны бомбардировали тормозную мишень (пластинка из вольфрама толщиной 2.1 мм), за которой располагался монитор (медная пластинка плотностью 0.98 г/см^2), по которому проводилась калибровка тока ускорителя, и исследуемая мишень. Мишень представляла из себя порошок из окиси кальция, помещенной в полиэтиленовый контейнер, масса образца составляла 2.12 г. В табл.1 приведено процентное содержание стабильных изотопов в мишени и пороги основных реакций.

Табл.1. Процентное содержание стабильных изотопов η в мишени из естественной смеси Ca, наблюдаемые реакции и их пороги.

Изотоп (A)	η	Реакция	Порог реакции, МэВ
^{40}Ca	96.94%	$^{40}\text{Ca}(\gamma, pn)^{38}\text{K}$	19.2
		$^{40}\text{Ca}(\gamma, 2n)^{38}\text{Ca}$	28.9
^{42}Ca	0.65%	$^{42}\text{Ca}(\gamma, 3p)^{39}\text{K}$	19.7
^{43}Ca	0.14%	$^{43}\text{Ca}(\gamma, p)^{42}\text{K}$	10.7
		$^{43}\text{Ca}(\gamma, 2p)^{41}\text{Ar}$	19.9
^{44}Ca	2.09%	$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$	12.2
		$^{44}\text{Ca}(\gamma, pn)^{42}\text{K}$	19.6
		$^{44}\text{Ca}(\gamma, 2pn)^{41}\text{Ar}$	23.3
		$^{44}\text{Ca}(\gamma, \alpha p)^{39}\text{Cl}$	21.4
^{46}Ca	0.004%	-	-
^{48}Ca	0.19%	$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$	9.95

Облучение мишени продолжалось в течение 30 минут. Средний ток пучка ускорителя составлял 85 нА. После окончания облучения мишень была перенесена к спектрометру Canberra GC3019 из сверхчистого германия, помещенного в низкофоновую защиту. Относительная эффективность спектрометра 30%, энергетическое разрешение 1.9 кэВ на линии 1.332 МэВ. Калибровка по энергии и эффективности производилась при помощи стандартных источников (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu).

На рис. 1 приведен измеренный спектр гамма-квантов облученной мишени.

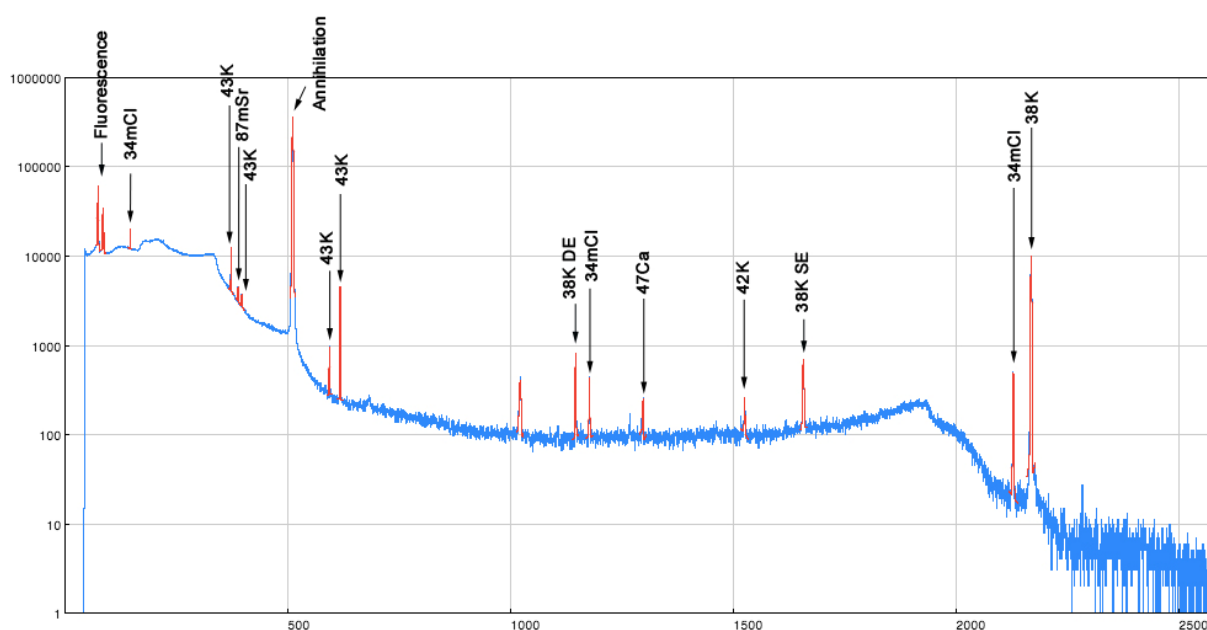


Рис.1. Измеренный спектр Ca.

Продукты реакций были идентифицированы по энергиям пиков в спектре. Для дополнительной проверки правильности идентификации учитывался период полураспада по изменению площади пика в спектре.

Активности радионуклидов на начальный момент измерения были рассчитаны по площадям пиков по следующей формуле:

$$A = \frac{S \cdot \lambda}{I_{\gamma} \cdot \varepsilon} \frac{1}{(1 - e^{-\lambda t})} \frac{t}{t_{live}}$$

A - активность радионуклида в начальный момент времени, Бк

S - измеренная площадь пика в спектре, отсчёты

λ - постоянная распада данного радионуклида, с⁻¹

I_{γ} - вероятность испускания соответствующего гамма-кванта

ε - эффективность детектора для данной энергии

t - общее время измерения спектра, с

t_{live} - живое время измерения спектра, с

Активности каждого нуклида, полученные по разным пикам, усреднялись.

Таким образом, пренебрегая колебаниями тока ускорителя, из полученных ранее активностей были рассчитаны выходы соответствующих продуктов реакций по формуле:

$$Y = \frac{A}{(1 - e^{-\lambda t_{rad}}) \cdot e^{-\lambda t_{transfer}} \cdot I}$$

Y – выход продукта реакции, ядер на мкКл

t_{rad} - время облучения мишени, с

$t_{transfer}$ - время между окончанием облучения и началом измерения, с

I - средний ток ускорителя, мкА.

Для сравнения результатов эксперимента на пучке тормозных фотонов с расчётами теоретические сечения были пересчитаны в эффективные сечения реакций на один электрон ускорителя. При известной зависимости сечения реакции от энергии фотона $\sigma(E_{\gamma})$ [мб] и спектральной плотности числа фотонов тормозного излучения $W(E_{beam}, E_{\gamma})$ [МэВ⁻¹] на один электрон, можно рассчитать эффективное сечение реакции по формуле:

$$\sigma_{eff}^{reaction} = \int_0^{E_{beam}} \sigma(E_{\gamma}) \cdot W(E_{beam}, E_{\gamma}) \cdot dE_{\gamma}$$

Учитывая, что мишень представляла собой естественную смесь из стабильных изотопов, а также то, что конечные продукты реакции могли образовываться по разным каналам (на разных изотопах), эффективное сечение образования определённого продукта реакции рассчитывалось по следующей формуле:

$$\sigma_{eff}^{product} = \sum_i \eta_i \cdot \sigma_i^{reaction}$$

η_i - относительная распространенность i -го изотопа мишени

$\sigma_i^{reaction}$ - эффективное сечение образования данного продукта реакции на i -ом изотопе

Экспериментальное значение соответствующих эффективных сечений были вычислены из выходов как:

$$\sigma_{eff}^{product} = \frac{Y \cdot q_e}{n_s}$$

q_e - заряд электрона, мкКл

n_s - поверхностная концентрация ядер мишени, см⁻²

В табл.2 приведены окончательные результаты эксперимента и сравнение с теоретическими расчетами по TALYS [2]. Относительные выходы приведены по отношению к реакции $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$.

Табл.2. Продукты реакций, основные каналы их образования в облученной мишени и сравнение экспериментальных выходов с расчётными.

Нуклид	Основные реакции	Эффективное сечение, мб (настоящая работа)	Эффективное сечение, мб (TALYS)	Отн. выход (настоящая работа)	Отн. выход (TALYS)
^{47}Ca	$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$	$(5.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$1.775 \cdot 10^{-2}$	1	1
^{43}K	$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)$	$(1.12 \pm 0.07) \cdot 10^{-1}$	$1.410 \cdot 10^{-2}$	2.1 ± 0.2	0.794
^{42}K	$^{43}\text{Ca}(\gamma, p)$ $^{44}\text{Ca}(\gamma, pn)$	$(3.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	$6.921 \cdot 10^{-3}$	0.56 ± 0.06	3.900
^{38}K	$^{40}\text{Ca}(\gamma, pn)$ $^{40}\text{Ca}(\gamma, 2n)$ $^{38}\text{Ca}(\beta^+)$	$(4.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-1}$	$5.172 \cdot 10^{-1}$	8.1 ± 0.9	29.1
^{41}Ar	$^{44}\text{Ca}(\gamma, 2pn)$ $^{43}\text{Ca}(\gamma, 2p)$	$(3.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	$7.623 \cdot 10^{-5}$	0.006 ± 0.001	0.00429
^{39}Cl	$^{42}\text{Ca}(\gamma, 3p)$ $^{44}\text{Ca}(\gamma, \alpha p)$	$(6.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	$2.642 \cdot 10^{-5}$	0.012 ± 0.001	0.00149

1. A.I.Karev, A.N.Lebedev, V.G.Raevsky, *et al.*, in *Proceedings of XXII Russian Particle Accelerator Conference. RuPAC-2010*, p. 316.
2. A.J.Koning, S.Hilaire and M.C.Duijvestijn, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear data for Science and Technology, April 22-27, 2007*, Ed. by O. Bersillon, F. Crunring, E. Bango, *et al.* (EDP Sciences, Nice, France, 2008), p. 211.

ПРОИЗВОДСТВО РАДИОНУКЛИДОВ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ

Р. А. Алиев, А. Б. Приселкова.

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: ramiz.aliev@gmail.com

Ядерная медицина: история и современность

Первыми работами, положившими начало ядерной медицине, можно считать исследования де Хевеши в области радиоактивных трассеров - он провел первые эксперименты по распределению радионуклидов в живых организмах, в том числе и в людях. В 1939 г. он предложил метить эритроциты *in vitro* и возвращать их в обратном направлении в кровоток. Однако отцом ядерной медицины все же чаще называют не его, а американского физика и врача Джона Лоуренса, еще в 1938 г. применившего радиоактивный препарат (^{32}P) для лечения лейкемии. Радионуклид он получал от своего брата, нобелевского лауреата Эрнеста Лоуренса, изобретателя циклотрона – это стало первым успешным сотрудничеством клиник и ускорительных комплексов.

Одним из первых впечатляющих достижений ядерной медицины стало полное излечение в 1949 г. 20-летней пациентки с неоперабельным раком щитовидной железы. В одном из лондонских госпиталей ей было введено в общей сложности 468 мКи ^{131}I .

Сегодня применение радионуклидов прочно вошло в медицинскую практику – это в первую очередь диагностика многих заболеваний, в том числе столь социально значимых, как рак и заболевания сердца. В США ежегодно проводится более 20 млн. процедур с использованием радионуклидов, в Европе – еще около 10 млн. Россия традиционно занимает одно из ведущих в мире место по производству радионуклидов, однако около 90% продукции уходит на экспорт. В России количество процедур с использованием радионуклидов примерно в 7-8 раз меньше, чем в США, в пересчете на тысячу человек населения. Кроме того, по разнообразию применяемых препаратов Россия существенно отстает от развитых стран.

Основные принципы ядерной медицины

Сейчас радионуклиды широко применяют как в медицинской диагностике, так и для терапии. В первом случае радионуклид играет роль радиоактивной метки, во втором – его излучение поражает злокачественные новообразования. Поэтому применимость радионуклида определяется в первую очередь его ядерно-физическими свойствами: типом и энергией излучений и периодом полураспада. Для диагностики применяют радионуклиды с мягким гамма-излучением (^{111}In , ^{123}I , $^{99\text{m}}\text{Tc}$ и др.) или позитронным излучением (^{18}F , ^{82}Rb и др.), для терапии – бета-излучатели (^{90}Y , ^{131}I , ^{177}Lu и др.). Для диагностики предпочтительно использовать радионуклиды, период полураспада которых измеряется часами. Период полураспада

терапевтического радионуклида должен соответствовать фармакокинетике препарата: если он слишком короткий, то значительная часть распадется до того, как произойдет накопление в опухоли, если слишком длинный, будет происходить нежелательное облучение здоровых тканей. Оптимальным для терапевтических нуклидов считается период полураспада 1-14 суток. Однако сам о себе радионуклид – это всего лишь метка или поражающий фактор, его распределение в организме, а значит, и эффективность в качестве медицинского препарата определяется его химической формой.

В течение примерно полувека радионуклидная терапия сводилась к лечению рака щитовидной железы с помощью препаратов радиоактивного йода. Метод оказался весьма эффективным, но йод так и остался практически единственным химическим элементом, эффективным против рака в столь простой химической форме. Сейчас одной из основных проблем ядерной медицины является поиск оптимальных средств доставки (векторов), способных связываться с раковыми клетками и определенными их фрагментами. С другой стороны, каждый вектор наиболее эффективно действует в сочетании с определенным радионуклидом, поражающие свойства которого соответствуют размеру и особенностям функционирования конкретной опухоли.

Среди разнообразных средств лечения рака одним из наиболее перспективных является мишенная радиотерапия, когда лекарственный препарат имеет высокую степень сродства к строго определенным рецепторам на поверхности раковых клеток (антитела, некоторые пептиды, модульные транспортеры). Для диагностики также все шире применяются препараты на основе меченых антител (иммуно-ПЭТ).

К сожалению, далеко не каждый радионуклид с подходящими ядерно-физическими свойствами может быть легко переведен в подходящую химическую форму. В настоящее время разработаны надежные методы быстрого введения большинства металлов в биомолекулы (Cu, Bi, In, Ga, PЗЭ, Tc, Re, Ac). Также нет сложностей с введением радиогалогенов, тогда как введение, например, Ra или Sn представляет проблему.

Тенденции развития: радионуклиды ближайшего будущего

Развитие ядерной медицины на сегодня во многом сдерживается именно ограниченным предложением радионуклидной продукции. Большая часть диагностических процедур (около 90%) сейчас приходится на ^{99m}Tc , а в терапии применяется все тот же ^{131}I , а также ^{90}Y . Другими словами, сейчас основными в ядерной медицине стали не те терапевтические радионуклиды, которые имеют оптимальные ядерно-физические и химические свойства, а те, которые легче производить. Впрочем, даже производство ^{99}Tc связано с некоторыми сложностями. Сейчас множество работ посвящено поиску альтернативных путей производства этого радионуклида, однако можно предположить, что роль его будет постепенно снижаться, как и однофотонной радионуклидной диагностики (СПЕКТ) вообще. Место этого метода будет постепенно занимать

РЕТ – метод, дающий лучшее пространственное разрешение.

Изменение подхода к ядерной медицине (как терапии, так и диагностике) неизбежно приводит к расширению и изменению круга применяемых радионуклидов, подходящим по своим ядерно-физическим и химическим свойствам. Использование антител, специфичных к различным опухолям, может существенно расширить возможности РЕТ-диагностики (иммуно-РЕТ), в сравнении с классическим применением ^{18}F -фтордезоксиглюкозы. Однако по причине медленной кинетики связывания РФП с опухолью, такой подход подразумевает использование радионуклидов с большим периодом полураспада. Оптимальным является период от 10 часов и более.

В терапии рака следует ожидать роста значимости направленной радиотерапии. Дополнительной возможностью может стать применение альфа- и Оже-эмиттеров. Терапевтический потенциал последних практически не изучен, однако с появлением новых средств доставки, активно разрабатываемых в РФ, проникающих внутрь ядер клеток, эффективность их может оказаться выше, чем бета-, и даже альфа-излучателей. Интерес здесь могут представлять и радиометаллы, такие как $^{195\text{m}}\text{Pt}$ или ^{203}Pb , и неметаллы (^{77}Br). Повреждения биологической ткани вызываются преимущественно низкоэнергетическими N- и O-электронами, и локализуются в сфере диаметром в десятки нанометров. Поэтому Оже-эмиттеры способны приводить к разрывам двойной спирали ДНК.

Набор доступных альфа-излучателей весьма ограничен, тогда как Оже-эмиттеров достаточно много, можно подобрать с подходящей энергией, периодом полураспада, подходящей координационной химией, а также с дополнительными излучениями, обеспечивающими контроль за процессом.

Для того чтобы терапия с применением радионуклидов была эффективной, необходимо ввести в опухоль достаточно высокую дозу РФП. Это значит, что существует вероятность поражения не только опухоли, но и жизненно важных тканей. Следовательно, все большее значение будут приобретать предварительные дозиметрические исследования – без них невозможно рассчитать безопасную и эффективную дозу РФП для индивидуального пациента. Для этой цели могут быть рекомендованы пары бета+/бета- излучатель, например, $^{124}\text{I}/^{131}\text{I}$, $^{86}\text{Y}/^{90}\text{Y}$ и $^{64}\text{Cu}/^{67}\text{Cu}$.

Итак, анализ современного состояния отрасли позволяет предположить, что наиболее востребованными ядерной медициной в следующем десятилетии будут следующие группы радионуклидов:

- РЕТ-радионуклиды с относительно большими периодами полураспада, здесь могут быть перспективны ^{64}Cu , ^{124}I
- РЕТ и СПЕКТ-радионуклиды, парные к применяющимся терапевтическим нуклидам, например ^{86}Y , ^{64}Cu , ^{124}I
- Радионуклиды «двойного» назначения, то есть те, что могут быть использованы как для диагностики, так и для терапии (т. н. «терагностика»): ^{47}Sc , ^{67}Cu , ^{111}In , ^{67}Ga , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{123}I и др.
- Новые терапевтические бета - (^{67}Cu , ^{177}Lu , ^{47}Sc) и альфа-излучатели

(^{211}At , ^{213}Bi),

- а также, возможно, Оже-эмиттеры (^{203}Pb , ^{77}Br , ^{125}I , $^{195\text{m}}\text{Pt}$, ^{111}In) и эмиттеры конверсионных электронов ($^{117\text{m}}\text{Sn}$)
- Интерес для брахитерапии могут представлять нуклиды с периодом полураспада 4-15 дней.

Подходы к производству радионуклидов

Радионуклиды, применяемые в медицине, могут быть получены несколькими основными способами:

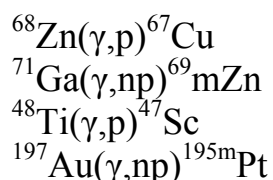
- Облучением мишеней нейтронами в реакторе
- Облучением на ускорителях положительно заряженных частиц (циклотронах, линейных ускорителях)
- Облучением пучками гамма-квантов на ускорителях электронов
- Выделением из долгоживущих предшественников в генераторах

Для терапии обычно используют бета-излучатели, т. е. нуклиды, имеющие избыток нейтронов в ядре, поэтому их чаще получают облучением нейтронами в реакторе. К получению нужного радионуклида приводят реакции деления, как в случае ^{131}I , $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, либо реакции нейтронного захвата (^{177}Lu). Серьезным недостатком (n,γ)-реакций является низкая удельная активность продукта – целевой радионуклид получается разбавленным материалом мишени, от которого он химически неотделим. К сожалению, для приготовления многих препаратов, в частности для радиоиммунотерапии, такие продукты непригодны. Дополнительной сложностью применения ядерных реакторов являются все ужесточающиеся требования ядерной безопасности, высокие издержки, связанные с обращением с радиоактивными отходами и выводом из эксплуатации. Тем не менее, реакторный метод на сегодня остается основным для получения ^{99}Mo – предшественника $^{99\text{m}}\text{Tc}$, основного диагностического радионуклида во всем мире.

Циклотроны остаются основным источником диагностических медицинских радионуклидов, большинство из которых имеет избыток протонов в ядре и распадается по механизму электронного захвата или с испусканием позитронов. По данным МАГАТЭ на 2006 год в мире функционировало около 350 циклотронов для производства медицинских радионуклидов. Примерно три четверти этого количества применяется для получения короткоживущего PET-нуклида ^{18}F , количество таких циклотронов растет на полсотни ежегодно. Около двух третей медицинских циклотронов рассчитаны на ускорение протонов до 10-20 МэВ и меньше. В то же время растет интерес к таким радионуклидам, как $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$, $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{67}Cu , ^{47}Sc . Получение их связано с определенными трудностями, и как правило, требует использования протонов средних энергий (70-200 МэВ). Ускорителей, способных обеспечить пучки соответствующей энергии в мире сейчас насчитывается шесть, один из них расположен в ИЯИ в Троицке. Безусловно, такого количества недостаточно для удовлетворения существующей потребности.

Применение ускорителей электронов для получения медицинских

радионуклидов обсуждается давно, но на сегодня не нашло практического применения. К сожалению, (γ, n) -реакции малоприменимы для производства медицинских радионуклидов, поэтому нужно ориентироваться на процессы (γ, p) или те случаи, когда целевой радионуклид образуется при распаде первичного продукта (γ, n) -реакции. В качестве перспективных процессов можно отметить:



Возможно, найдет применение фотоядерное получение ${}^{99}\text{Tc}$ и ${}^{67}\text{Cu}$ [*]. Вряд ли этот метод заменит традиционный, но может стать эффективным решением в региональном масштабе.

В ближайшее время следует ожидать расширения круга применяемых радионуклидов, диверсификации путей их производства, ввода в строй новых ускорителей. В связи с этим окажутся востребованы работы, связанные и с получением новых ядерных данных, особенно по малоизученным процессам, и новые разработки в области изготовления и переработки мишеней.

B.L.Zhuikov Production of medical radionuclides in Russia: Status and future - a review. *Applied Radiation and Isotopes* 84 (2014) pp.48–56.

IAEA-DCRP/2006. Directory of Cyclotrons used for Radionuclide Production in Member States. 2006 Update. <http://www-naweb.iaea.org/naweb/iachem/cyclotrons/PDF/DCRP.pdf>

P.Schmor Review of Cyclotrons for the Production of Radioactive Isotopes for Medical and Industrial Applications. *Reviews of Accelerator Science and Technology* 4 (2011) pp.103–116.

A. I. Kassis The Amazing World of Auger Electrons. *Int. J. Radiat. Biol.* 80 (2004) pp.789–803.

J.Barbet, J.-F.Chatal, F.Gauché, J.Martino Which radionuclides will nuclear oncology need tomorrow? *Eur J Nucl Med Mol Imaging* (2006) 33: pp.627–630.

P.A.Schubiger, R.Alberto, A.Smith Vehicles, Chelators, and Radionuclides: Choosing the “Building Blocks” of an Effective Therapeutic Radioimmunoconjugate. *Bioconjugate Chem.*, Vol. 7, No. 2, 1996. pp.165-179.

V. R. McCready Milestones in nuclear medicine. *Eur J Nucl Med* (2000) 27 (Suppl): S49–S79.

A.S.Sobolev Modular transporters for subcellular cell-specific targeting of anti-tumor drugs. *BioEssays* 30 (2008): pp.278–287,

(*)V.N. Starovoitova, L.Tchelidze, D.P. Wells Production of medical radioisotopes with linear accelerators. *Applied Radiation and Isotopes.*, 85 (2014) pp.39-44

ВЫСОКОПРОЧНЫЕ ШУНТИРУЮЩИЙ И БЛОКИРУЮЩИЙ ДИОДЫ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

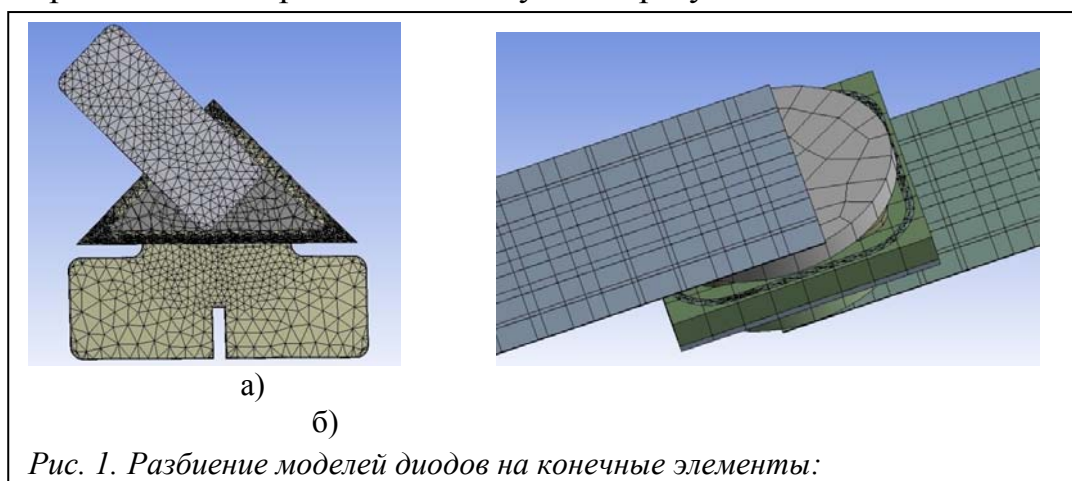
П.И. Дидык, А.А. Жуков, А.А. Басовский

ОАО «Российские космические системы»

E-mail: Felix_engine@mail.ru

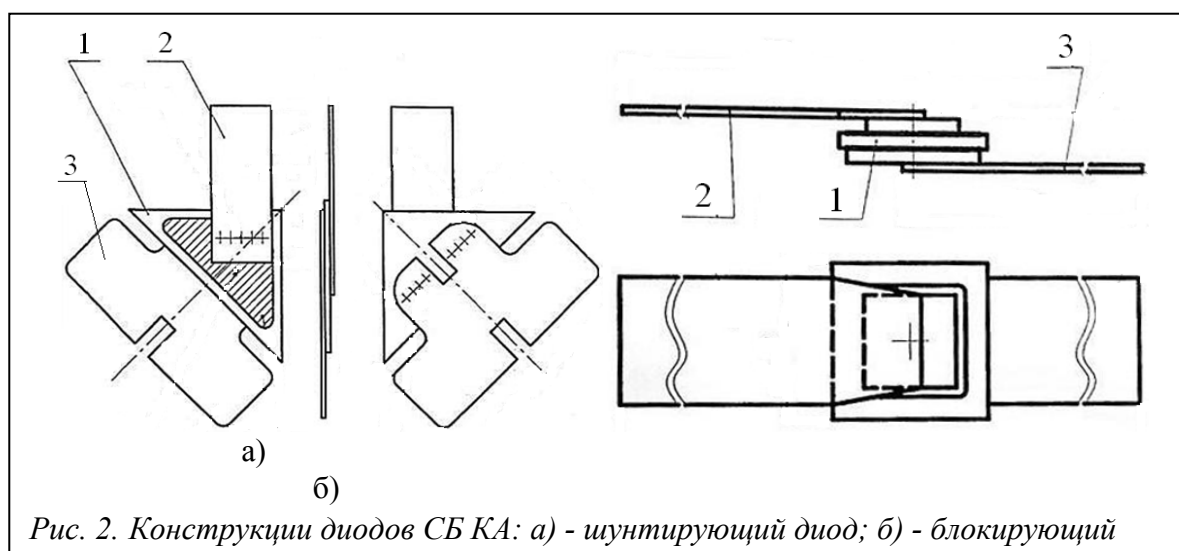
Для обеспечения работоспособности в открытом космосе солнечных батарей космических аппаратов (СБ КА) и защиты от разрядки батарей применяются блокирующие и шунтирующие диоды. Солнечная батарея (СБ) состоит из отдельных генераторов, включающих цепочки фотопреобразователей (ФП), внутри которых встречно-параллельно с ФП устанавливают шунтирующие диоды. Блокирующие диоды устанавливаются в электрической цепи между рядами ФП и выходными шинами. Они пропускают электрический ток от освещаемых ФП к нагрузке и блокируют ток, идущий в обратном направлении — от выходных шин к рядам ФП. На СБ и диоды в их составе действуют дестабилизирующие факторы космического пространства (высокие и низкие температуры, термоциклы, радиационные воздействия, высокий вакуум и т.д.) [1]. Фактором, приводящим к деградации структур диодов и потери их работоспособности является циклическое изменение температуры со скоростью не менее 10 К/с при переходе СБ из затенённой области в освещённую. Потеря работоспособности диодов приводит к отказу СБ и, как следствие, аппаратуры космического аппарата. Как известно, срок активного существования (САС) СБ должен составлять более 15 лет. Однако САС известных диодов составляет менее 15 лет.

Для разработки диодов с САС более 15 лет проведено моделирование в САПР ANSYS конструкций диодов СБ КА. Моделирование напряжённо-деформированного состояния в диапазоне температур 93 ÷ 423 К включало: создание моделей диодов; последующее «разбиение» математических моделей на конечные элементы (рис. 1); задание свойств материалов, ограничений и условий протекающих процессов и получения результатов.



В результате получены модели деформаций диодов во времени под действием изменения температуры. Исходя из результатов моделирования напряжённо-деформированного состояния моделей диодов определено, что наибольшей устойчивостью к термоциклированию обладают конструкции диодов с многослойными коммутирующими шинами на основе молибдена с нанесёнными с двух сторон серебряными покрытиями. Определены оптимальные толщины коммутирующих шин: $6 \div 15$ мкм молибденовой фольги, $3 \div 5$ мкм серебряного покрытия молибденовой фольги. При данных размерах коммутирующих шин и материалах достигаются оптимальные термомеханические характеристики, непосредственно влияющие на САС СБ КА.

После чего были разработаны конструкции (рис. 2) и технологии изготовления шунтирующих и блокирующих диодов СБ КА и исследованы их характеристики [2].



Произведены исследования адгезии систем металлизации шунтирующих и блокирующих диодов СБ КА, полученных при варьруемых режимах формирования. Адгезионную прочность систем металлизации Al-Ni-Ag, V-Ni-Ag к кремниевой подложке определяли методом нормального отрыва в зависимости от типа обработки поверхности перед напылением и при различных температурных режимах прогрева подложек перед напылением. В результате чего определены режимы, обеспечивающие оптимальные значения адгезионной прочности более 15 МПа систем металлизации к кремниевой подложке.

Исследованы внутренние механические напряжения в системах металлизации Al-Ni-Ag, V-Ni-Ag, полученных при варьруемых режимах формирования. Определено, что при напылении на кремниевые структуры при увеличении температуры прогрева до напыления формоустойчивость конструкции улучшается. Механические напряжения в структуре металлических плёнок Al-Ni-Ag, V-Ni-Ag уменьшаются более чем в 5 раз вплоть до достижения температуры прогрева перед напылением 393 ± 2 К. При дальнейшем повышении температуры прогрева перед напылением

механические напряжения снова повышаются, изменяя направление изгиба балочных конструкций (табл. 1).

Температурный режим напыления, ± 2 К	Изгиб незаземлённого конца балки $\delta_{\text{срi}}$, $\pm 0,1$ мкм	Внутренние напряжения σ , кПа
298	- 3,13	- 70,74
343	- 2,77	- 62,6
363	- 1,56	- 35,26
393	- 0,88	- 19,8
423	+ 0,93	21,02
453	+ 1,58	35,7

Табл. 1. Внутренние механические напряжения в Al-Ni-Ag, V-Ni-Ag при варьируемых температурных режимах напыления

По результатам исследований предложена технология формирования на кремниевой полупроводниковой подложке металлизации Al-Ni-Ag и V-Ni-Ag, обеспечивающая минимальные механические напряжения менее 20 кПа в слоистых тонких плёнках металлов Al-Ni-Ag и V-Ni-Ag, заключающуюся в предварительном прогреве кремниевых подложек до напыления при температуре 408 ± 15 К для конструкций из Al-Ni-Ag, V-Ni-Ag.

Методами оптической, электронной микроскопии, микроинтерферометрии, Оже-спектроскопии исследованы системы металлизации V-Ni-Ag на кремниевых подложках. Обнаружено, что при металлизации магнетронным напылением с предварительным прогревом подложек в вакууме при температуре 392 ± 2 К и последующим отжигом после напыления при температуре 623 ± 2 К образуется тонкий переходный слой дисилицида ванадия, толщиной приблизительно 10 нм. Наличие слоя дисилицида ванадия обуславливает величину адгезионной прочности металлизации V-Ni-Ag к кремниевой подложке более 15 Мпа (рис. 3).

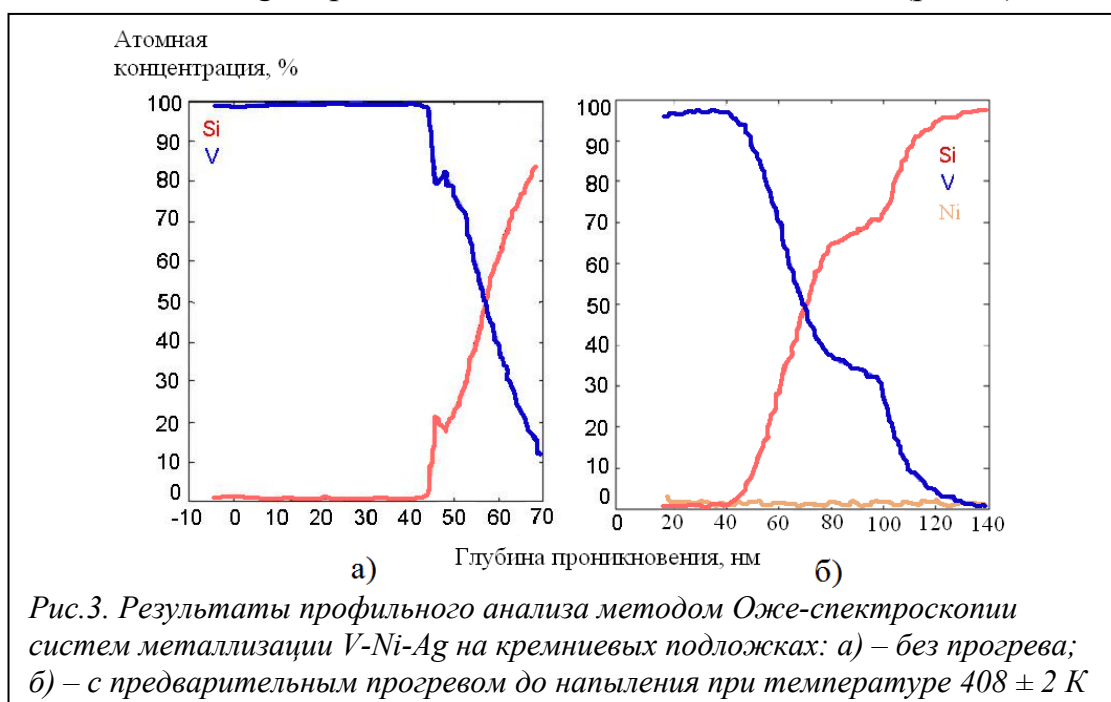


Рис.3. Результаты профильного анализа методом Оже-спектроскопии систем металлизации V-Ni-Ag на кремниевых подложках: а) – без прогрева; б) – с предварительным прогревом до напыления при температуре 408 ± 2 К

Определено, что превалирующий механизм адгезии плёнок металлов V-Ni-Ag до температуры 392 ± 2 К является механизм действия сил Ван-дер-Ваальса. После температуры 392 ± 2 К превалирующим механизмом является химическое взаимодействие между слоями за счет образования дисилицида ванадия. Прочность химической связи ванадия и кремния выше, нежели прочность связи за счёт действия сил Ван-дер-Ваальса, что объясняет увеличение адгезионной прочности плёнок металлов V-Ni-Ag к кремнию.

Исходя из результатов исследований систем металлизации диодов СБ КА, полученных при варьируемых режимах формирования были оптимизированы конструкции и технологии изготовления шунтирующих и блокирующих диодов СБ КА, после чего проведены испытания на устойчивость к термоциклам и испытания на безотказность.

Определено, что конструкции диодов с молибденовыми шинами с напылёнными с двух сторон плёнками металлов V-Ni-Ag (типовая группа образцов № 1) выдерживают более 400 термоциклов (термоударов), в то время как конструкции с серебряными шинами (типовая группа образцов № 2) подвержены разрушению уже после 10 термоциклов (термоударов) (табл. 2). Разрушение структуры происходило в зоне приварки (межслойное разрушение по основным материалам при воздействии повышенных и пониженных температур) при контроле прочности сварного соединения.

№	Характеристика	Типовая группа образцов № 1	Типовая группа образцов № 2
1	Количество термоциклов (термоударов)	400	10
2	До испытаний	$I_{обр} = 0,1$ мкА при $U_{обр} = 100$ В, $U_{пр} = 0,82$ В при $I_{пр} = 2$ А	$I_{обр} = 0,1 \div 0,5$ мкА при $U_{обр} = 100$ В, $U_{пр} = 0,8 \div 0,82$ В при $I_{пр} = 2$ А
3	После испытаний	$I_{обр} = 0,1$ мкА при $U_{обр} = 100$ В, $U_{пр} = 0,82$ В при $I_{пр} = 2$ А	$I_{обр} \leq 0,6$ мкА при $U_{обр} = 100$ В, $U_{пр} = 0,8 \div 0,84$ В при $I_{пр} = 2$ А

Табл. 2. Результаты испытаний устойчивости к термоциклам (термоударам) диодов СБ КА

Выявлено, что конструкции диодов с молибденовыми шинами с напылёнными с двух сторон плёнками металлов V-Ni-Ag (группа образцов № 1) более стойкие к длительным воздействиям повышенной температуры и менее подвержены деградации электрических характеристик, нежели

№	Характеристика	Температура, К	Ток утечки $I_{обр}$, мкА	
			Группа образцов № 1	Группа образцов № 2
1	До испытаний	298	0,1	0,1
2	0 ч испытаний	373	0,4 ÷ 1,1	0,5 ÷ 4,8
3	200 ч испытаний	373	0,3 ÷ 1,5	0,5 ÷ 4,9
4	400 ч испытаний	373	0,4 ÷ 1,5	0,5 ÷ 5,0
5	600 ч испытаний	373	0,3 ÷ 1,5	0,5 ÷ 5,1
6	800 ч испытаний	373	0,3 ÷ 1,6	0,5 ÷ 5,2
7	1000 ч испытаний	373	0,3 ÷ 1,6	0,6 ÷ 5,2
8	После испытаний	298	0,1	0,1 ÷ 1,6

Табл. 3. Результаты испытания на безотказность диодов СБ КА

конструкции диодов с серебряными шинами (группа образцов № 2) (табл. 3).

Произведены испытания панели СБ КА в ОАО «Научно-производственном предприятии «Квант» (г. Москва), включающие испытания на воздействие повышенной влажности, испытания на прочность при транспортировке, испытания на воздействие синусоидальной вибрации, испытания на ударную прочность, испытания на воздействие линейного ускорения, воздействие изменения температуры среды. В результате комплекса испытаний повреждений панели СБ КА не обнаружено. Проверка сварных и паяных соединений ФП между собой после испытаний, а также проверка элементов крепления базовых модулей (ФП и секций ФП) к сетчатой подложке каркасов панели СБ КА и проверка работоспособности шунтирующих и блокирующих диодов показали положительный результат испытаний.

В результате работы была рассмотрена конкретная конструкция СБ КА, проведены исследования систем металлизации шунтирующих и блокирующих диодов СБ КА, полученных при варьированных режимах формирования, произведены измерения основных электрических характеристик и произведены испытания панели СБ с установленными высокопрочными шунтирующими и блокирующими диодами. Исходя из положительных результатов испытаний следует, что разработанные высокопрочные шунтирующие и блокирующие диоды СБ КА применимы для оснащения ими СБ [3]. Итогами работы стали разработанные конструкции и технологии изготовления высокопрочных шунтирующих и блокирующих диодов СБ КА.

1. М. И. Панасюк. Модель космоса: в 2 т. / М. И. Панасюк, Л. С. Новиков – М. : КДУ, 2007. – 2016 с.
2. Г. Раушенбах. Справочник по проектированию солнечных батарей: Пер. с англ. / Г. Раушенбах – М. : Энергоатомиздат, 1983. - 360 с., ил.
3. П. И. Дидык, А. А. Жуков, А. А. Басовский, Л. В. Анурова. Солнечная батарея для малоразмерных космических аппаратов и способ её изготовления: пат. 2525633 Рос. Федерация – № 2013107439/28 ; заявл. 20.02.13 ; опубл. 20.08.14.

Алфавитный указатель авторов

Алиев Р.А.	216	Мануйлович И.С.	180
Андреев Д.В.	9	Маренкин С.Ф.	205
Андреева Т.М.	42	Мартынов А.А.	207
Андрианова Н.Н.	126	Машкова Е.С.	126
Аронзон Б.А.	205	Мешков М.Н.	180
Бабаевский П.Г.	138, 143	Михалевский В.А.	205
Бабайцев Г.В.	114	Мозговой Ю.Д.	14
Базлева Е.М.	212	Назаров М.М.	164
Бармин А.А.	23	Николаева А.А.	32, 42, 44
Басовский А.А.	221	Новиков Л.С.	130, 160
Белоусов А.В.	34, 39, 44, 173	Новодворский О.А.	205
Бельшев С.С.	212	Овчинникова Л.Ю.	98
Беляева Н.А.	109	Огнев В.Ю.	53
Бецис Д.С.	189	Орлин В.Н.	75
Близнюк У.А.	34, 173	Пальянов Ю.Н.	126
Бондаренко Г.Г.	6,9	Паршина Л.С.	205
Борисов А.М.	126	Пахомов Н.И.	63
Борщеговская П.Ю.	34, 173	Пискарев И.М.	48
Букунов К.А.	168	Платова Н.Г.	53
Варзарь С.М.	34, 173	Попов В.П.	126
Вернигоров К.Б.	160	Поржежинская Е.Ю.	148
Вертков А.В.	3	Приселкова А.Б.	216
Владимиров И.Ю.	63	Рахматуллин Р.Р.	118
Владимирова Я.П.	173	Ригла Х.П.	63
Власова А.М.	155	Ризаханов Р.Н.	23, 126
Воробьева Е.А.	102	Розанов В.В.	34, 42
Воронина Е.Н.	130, 134	Ромашкина И.Л.	122
Галлямова О.В.	176	Рудштейн Р.И.	23
Голяева А.Ю.	180	Савельев А.Г.	19, 164
Гришин А.С.	143	Сигалаев С.К.	126
Громов М.Б.	88	Сидорюк О.Е.	180
Грум-Гржимайло А.Н.	195, 199	Слепков А. И.	176
Давыдов А.Б.	205	Смирнова-Пинчукова И.О.	122
Демидов А.А.	176	Смоленков К.А.	106
Джунь И.О.	114, 185	Соколов В.И.	19, 164
Дидык П.И.	221	Соловьев И.В.	9
Дорофеева Е.В.	180	Спасский А.В.	53
Жарков М.Ю.	3	Степанов М.Е.	70
Жуков А.А.	221	Столяров А.А.	9
Загоруйко М.В.	34	Суздалевич В.А.	152
Захаров В.В.	63	Тарасова А.В.	138
Иванова И.П.	48	Толочек Р.В.	53
Имашева Л.Т.	70	Третьякова Т.Ю.	70
Ишханов Б.С.	70, 75, 207	Трифонов В.А.	102
Йе Наинг Тун	6	Трофимова С.В.	48
Казаков В.А.	126		

Козин М.Г.	122	Труханов К.А.	53, 58
Козлов Н.А.	138, 143	Урнов С.В.	118
Колбасова Д.Д.	199	Федорченко И.В.	205
Кольванова М.А.	32, 34, 44	Филиппенко Л.В.	122
Копытина Т.М.	185	Хайдуков Е.В.	19, 164
Кочура А.В.	205	Хайдуков К.В.	19
Кошелец В.П.	122	Хан Дон Ен	75
Кристя В.И.	6	Хасаншин Р.Х.	152, 155
Крусанов Г.А.	39, 173	Храмова О.Д.	205
Кубышин Ю.А.	63	Хриткин С.А.	14
Кузнецов А.А.	75, 207	Цораев Г. В.	53
Кузьмина Е.И.	195	Чепурнов А.С.	88
Курилик А.С.	81	Черник В.Н.	160
Ларкин А.И.	58	Черняев А.П.	32, 34, 39, 42, 44, 173
Ларченков А.С.	53	Чеченин Н.Г.	102, 168, 185
Лебедев В.М.	53	Чирская Н.П.	130, 134
Литаров М.А.	155	Шамаев А.М.	148
Лобанов П.Ю.	180	Шведунув В.И.	58, 63, 98
Люблинский И.Е.	3	Шленцова А.В.	134
Маевский А.С.	28	Шорохова А.В.	205
Макаренко И.В.	102	Яблокова М.Ю.	160
Максимов Е.В.	53	Яковлев К.С.	160

Содержание

М.Ю. Жарков, А.В. Вертков, И.Е. Люблинский. Модуль литиевого дивертора на основе капиллярно-пористых систем для ТОКАМАКА КТМ	3
Г.Г. Бондаренко, В.И. Крестя, Йе Наинг Тун. Влияние рельефа электрода на энергетические распределения потоков частиц у его поверхности в тлеющем разряде	6
Д.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, А.А. Столяров, И.В. Соловьев. Использование сильнополевой инжекции и плазменных воздействий для модификации структур металл-диэлектрик-полупроводник	9
Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин. Анализ взаимодействия попутных электронных потоков в трубе дрейфа	14
К.В. Хайдуков, В.И. Соколов, А.Г. Савельев, Е.В. Хайдуков. Лазерная запись субмикронных брэгговских решеток в полимерных волноводах	19
Р.Н. Ризаханов, А.А. Бармин, Р.И. Рудштейн. Экспериментальный способ диагностики локальных параметров электронного пучка в плотной газовой среде	23
А.С. Маевский. Калибровка порогов регистрации переходного излучения в TRT ATLAS для аргоновой смеси	28
А.П. Черняев, А.А. Николаева, М.А. Колыванова. Перспективы применения радионуклидных технологий в медицине	32
А.П. Черняев, А.В. Белоусов, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, С.М. Варзарь, М.В. Загоруйко, М.А. Колыванова, В.В. Розанов. Роль ускорительной техники в медицине в России и в мире	34
А.В. Белоусов, Г.А. Крусанов, А.П. Черняев. Оценка вклада продуктов фотоядерных реакций в поглощенную дозу методом компьютерного моделирования	39
А.П. Черняев, В.В. Розанов, Т.М. Андреева, А.А. Николаева. Основы и методы стерилизации костных имплантантов	42
А.П. Черняев, А.В. Белоусов, А.А. Николаева, М.А. Колыванова. Физические основы в технологии стереотаксической радиохирургии и радиотерапии	44
И.М. Пискарев, И.П. Иванова, СВ. Трофимова. Импульсный источник излучения плазмы для биомедицинских исследований	48
В.М. Лебедев, Е.В. Максимов, Н.Г. Платова, А.В. Спасский, К.А. Труханов, Р.В. Толочек, Г. В. Цораев, А.С. Ларченков, В.Ю. Огнев. Исследование моделируемого воздействия ионизирующего излучения с высоким значением ЛПЭ и гипомагнитных условий дальнего космоса на некоторые биологические объекты	53
К.А. Труханов, А.И. Ларкин, В.И. Шведунов. Диагностика мощных электронных пучков с помощью излучения Вавилова - Черенкова	58
И.Ю. Владимиров, Н.И. Пахомов, В.И. Шведунов, Ю.А. Кубышин, Х.П. Ригла, В.В. Захаров. Магнитная система компактного разрезного микротрона	63
Л.Т. Имашева, Б.С. Ишханов, М.Е. Степанов, Т.Ю. Третьякова. Проявление пр-спаривания нечетно-нечетных ядер	70
Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, В.Н. Орлин, Хан Дон Ен. Фотоядерные реакции на изотопах молибдена	75
А.С. Курилик. Измерение атомного номера вещества объектов по ослаблению пучков фотонов с энергиями до 10 МэВ	81
М.Б. Громов, А.С. Чепурнов. Гео-нейтрино и исследования строения Земли	88
Л.Ю. Овчинникова, В.И. Шведунов. Расчет динамики пучка в начальной части ускорителя с магнитным зеркалом на энергию 45 МэВ	98
Е.А. Воробьева, И.В. Макаренко, В.А. Трифонов, Н.Г. Чеченин. Синтез и теплопроводность нанокompозитов с многостенными углеродными нанотрубками	102

К.А. Смоленков. Анализ процессов образования ложных мюонов для поиска распада $Bs \rightarrow \mu\mu$ в детекторе ATLAS на Большом Адронном Коллайдере	106
Н.А. Беляева. Исследование распыления полимерных композитов атомарным кислородом	109
Г.В. Бабайцев, И.О. Джунь. Обменное смещение в структурах NiFe/IrMn/NiFe с различной толщиной слоя IrMn	114
Р.Р. Рахматуллин, С.В. Урнов. Воздействие пучка ксеноновой плазмы на боросиликатные стекла при скользящих углах падения	118
М.Г. Козин, И.Л. Ромашкина, И.О. Смирнова-Пинчукова, В.П. Кошелец, Л.В. Филиппенко. СТП-детекторы с подслоем из β -тантала	122
Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, В.А. Казаков, Е.С. Машкова, В.П. Попов, Ю.Н.Пальянов, Р.Н. Ризаханов, С.К. Сигалаев. Графитизация поверхности алмаза при высокодозовом ионном облучении	126
Н.П. Чирская, Е.Н. Воронина, Л.С. Новиков. Многослойные материалы для защиты от протонного излучения	130
А.В. Шленцова, Е.Н. Воронина, Н.П. Чирская "Математическое моделирование воздействия атомарного кислорода на полимерные композиты с применением методов параллельного программирования	134
А.В. Тарасова, П.Г. Бабаевский, Н.А. Козлов. Изменения топографии и состава поверхности фторопласта при длительной экспозиции в околоземном космическом пространстве	138
А.С. Гришин, П.Г. Бабаевский, Н.А. Козлов. Воздействие факторов космического пространства на структуру и свойства клеевых слоев клеевых соединений алюминиевого сплава	143
А.М. Шамаев, Е.Ю. Поржежинская. К анализу влияния факторов космического пространства на изменения оптические свойства защитных стекол солнечных батарей	148
В.А. Суздалевич, Р.Х. Хасаншин. Элементарная модель накопления центров окраски при электронном облучении стекла К-208	152
А.М. Власова, М.А. Литаров, Р.Х. Хасаншин. Оценка параметров математической модели, описывающей потерю массы полимерного композита, по экспериментальным данным	155
К.С. Яковлев, К.Б. Вернигоров, М.Ю. Яблокова, В.Н. Черник, Л.С. Новиков. Устойчивость дисперсно-наполненных полиимидов и полиамидоимидов к воздействию атомарного кислорода	160
А.Г. Савельев, М.М. Назаров, Е.В. Хайдуков, В.И. Соколов. Волноводы для передачи терагерцового излучения	164
К.А. Букунов, Н.Г. Чеченин. Изменение структуры массивов вертикально ориентированных многостенных углеродных нанотрубок вдоль направления роста	168
А.В. Белоусов, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, С.М. Варзарь, Я.П. Владимирова, Г.А. Крусанов, А.П. Черняев. Разработка задач практикума на системах лучевого планирования на физическом факультете МГУ	173
А. И. Слепков, О.В. Галлямова, А.А. Демидов. Исследование механизмов взаимодействия потока и поля в сильноточном СВЧ-генераторе гибридного типа РДГ-МВЧГ	176
А.Ю. Голяева, Е.В. Дорофеева, П.Ю. Лобанов, И.С. Мануйлович, М.Н. Мешков, О.Е. Сидорюк. Формирование рельефа поверхности деталей из оптической керамики посредством лазерного пиролиза кремнийорганики	180
Т.М. Копытина, И.О. Джунь, Н.Г. Чеченин. Влияние термомагнитной обработки на обменное смещение в структурах NiFe/IrMn	185

Д.С. Бецис. Применение вейвлет-анализа для выделения биполярного акустического импульса от нейтрино сверхвысоких энергий	189
Е.И. Кузьмина, А.Н. Грум-Гржимайло. Метод устойчивой вариации в задаче двухфотонной ионизации атомов в диапазоне вакуумного ультрафиолета	195
Д.Д. Колбасова, А.Н. Грум-Гржимайло. Моделирование нестационарных квантовых процессов методом частиц: приложение к динамике электрона в аттосекундном временном диапазоне	199
В.А. Михалевский, О.А. Новодворский, А.В. Шорохова, О.Д. Храмова, Л.С. Паршина, С.Ф. Маренкин, И.В. Федорченко, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, А.В. Кочура. Импульсное лазерное осаждение тонких пленок высокотемпературных магнитных полупроводников	205
Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.А. Мартынов. Изомерные отношения продуктов фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов серебра	207
Е.М. Базлева, С.С. Бельшев. Фотоядерные реакции на изотопах кальция	212
Р.А. Алиев, А.Б. Приселкова. Производство радионуклидов для ядерной медицины	216
П.И. Дидык, А.А. Жуков, А.А. Басовский. Высокопрочные шунтирующий и блокирующий диоды солнечных батарей космических аппаратов	221