

Труды

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

25-26 ноября 2019 г.

Университетская книга

УДК 539.12.01(063)

ББК 22.383

Т 78

Труды

XX 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, А.А. Кузнецова, Э.И. Кэбина – М.: "КДУ" Университетская книга, 2019. – 230 с.: табл., ил. - doi: 10.3145/kdu.ru.91304/0079

ISBN 978-5-91304-917-9

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.

© Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова, 2019

© НИИЯФ МГУ, 2019

© «КДУ», 2019

ISBN 978-5-91304-917-9

ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОГО РАЗРЫВА ПОЛИМЕР-ТКАНЕВЫХ КОМПОЗИТОВ, АРМИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ.

В.А. Кобзев^{1,2}, Н.Г. Чеченин², К.А. Букунов², Е.А. Воробьева², А.В. Макунин²,
В.Ю. Лагутин¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ² Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова
E-mail: kobzzzev@mail.ru

Введение

Одной из актуальных задач материаловедения является создание материалов, устойчивых к воздействию скоростных частиц. В настоящее время наиболее перспективными конструкционными материалами являются полимер-тканевые композиты, сочетающие в себе свойства различных компонентов и эффективно противостоящие ударным нагрузкам.

Нанокompозиты – новый тип материалов, отличающийся от обычных композиционных материалов размером упрочняющей фазы. Нанокompозиты способны реализовать высокий уровень как специальных свойств материалов, (электропроводность, магнитная проницаемость, теплопроводность) так и механических свойств (прочность, ударная вязкость, твёрдость). Одними из самых перспективных наполнителей для изготовления нанокompозитов являются углеродные нанотрубки. В работе изучено изменение свойств композитных материалов при введении УНТ в матрицу полимера. Сегодня основным методом разработки новых типов композитных материалов для защиты космических аппаратов служит эксперимент. Высокая стоимость материалов и большой объем варьируемых параметров приводят к значительным затратам средств и времени при создании новой конструкции. В связи с этим возрастает потребность в аналитических и численных методах, позволяющих выполнять достоверный анализ динамических процессов, связанных с пробиванием преград со сложной структурой, и прогнозировать поведение всей защитной конструкции. Построение вычислительных моделей позволяет проводить оценку эффективности различных вариантов защитных конструкций при минимальных затратах.

Объект исследования и цели

Объект исследования: Синтезируемые в лабораторных условиях полимерные композитные материалы.

Цель: Изучение структурных и функциональных свойств полимерных композитных материалов на основе эпоксидных смол с добавлением углеродных нанотрубок. Изучение ударной стойкости многослойных композитов. Разработка расчетной малопараметрической модели, описывающей деформирование и разрушение полимерных материалов с углеродными нанотрубками при ударном воздействии.

Моделирование скоростного удара

Развитие компьютерных технологий дало толчок применению численных методов для решения задач механики деформируемого твердого тела. Для проведения расчетов динамики деформирования и разрушения материалов при ударе используются различные коммерческие пакеты, такие как LS-DYNA, ANSYS Autodyn, ABAQUS Explicit, или авторские программы, реализующие конечно-элементные или конечно-разностные схемы. Наиболее популярными являются методы конечных (МКЭ) и дискретных элементов (МДЭ).

Метод конечно-дискретных элементов (МКДЭ, англ. finite-discrete element method, FDEM) – является новым мощным численным методом механики. Объединение преимуществ МКЭ и МДЭ дает возможность моделирования процессов упругого деформирования, образования и роста трещин, фрагментации среды и механического взаимодействия обособленных элементов. В компьютерных программах реализующих такой подход добавляется возможность «связывать» дискретные элементы между собой посредством невесомых идеально упругих связей. Таким образом становится возможным моделирование твердых тел. Связи ведут себя аналогично стержням и способны воспринимать растяжение, сжатие, изгиб и кручение.

Подобная область моделирования очень специфична и все еще слабо развита в мощных коммерческих пакетах программ общего пользования. Поэтому для решения подобных задач используются авторские расчетные программы, позволяющие с высокой эффективностью решать подобные проблемы.

В данной работе в качестве основной программы для моделирования используется программный комплекс GranOO, созданный специально для 3D-моделирования композитных материалов с использованием МКДЭ. GranOO использует динамический код МКДЭ, специализирующийся на моделировании непрерывных материалов с большим количеством разрывов. Также используются механические, термические и электрические модели для выполнения мультифизического моделирования. GranOO – это набор библиотек и инструментов C++ и Python, которые помогают пользователям создавать собственные симуляции. GranOO является модульным программным обеспечением и позволяет создать свой собственные плагины для различных симуляций с конкретными условиями. Подобная программная конструкция позволяет эффективно использовать данный инструмент в научных исследованиях с применением МКДЭ. Так же данное программное обеспечение распространяется бесплатно и имеется возможность прямого диалога с разработчиком. В последнее время при моделировании композитных материалов наблюдается тенденция к переходу от многопараметрических моделей материала к более простым за счет учета в расчетных моделях мезоструктуры композитов (типа переплетения нитей, распределения матрицы, концентрации углеродных нанотрубок).

Экспериментальные методы

В НИИЯФ МГУ ведётся опытно-экспериментальное производство нанотрубок на установках газ-фазного пиролизического осаждения. А также разработка методов синтеза композиционных материалов на основе

эпоксидных смол с армирующими элементами из углеродных нанотрубок и изучение свойств полученных образцов. В работе исследуется изменение ударной вязкости в зависимости от различной конфигурации образцов, определяется наилучшая конфигурация и делаются выводы о влиянии различных параметров на ударную вязкость образца. Сравниваются результаты исследований ударной стойкости различных полимер-тканевых нанокомпозитов на ударных установках малых и средних скоростей и энергий воздействия.

Разработано два метода синтеза образцов для исследований:

1) целиком полимерные образцы с различным содержанием углеродных нанотрубок в матрице полимера;

2) слоистые структуры из стеклоткани и базальтовой ткани, пропитанные полимером на основе эпоксидных смол.

Для изготовления образцов первого вида использовалось полимерное связующее из эпоксидной смолы марки L и отвердителя 285. В матрицу полимера вмешивались предварительно обработанные углеродные нанотрубки марки «Таунит». Как уже отмечалось во Введении, углеродные нанотрубки выполняют армирующие функции в полимерной матрице композита. Основная сложность в синтезе образцов с дисперсными УНТ состоит в обеспечении равномерного распределения УНТ в полимерной матрице. Анализ литературных источников показал, что оптимальными параметрами обработки полимера, для равномерного распределения нанотрубок в матрице, является обработка раствора ультразвуком при температуре 30°C в течение 10 минут. Полимерное связующее с вмешанными УНТ формируется в тонкие диски заданного диаметра и толщины. Изготовленные образцы полимеризуются в течении 24 часов при комнатной температуре. Процесс синтеза позволяет контролируемо варьировать содержание УНТ в матрице полимера.

Экспериментальная установка

Ускоряющий прибор разгоняет снаряд до скоростей 90-110 м/с. Снаряд представляет из себя медный шар радиусом $r=(2,00\pm 0,05)$ мм и весом $m=(0,355\pm 0,005)$ г. Скорость снаряда измеряется до и после взаимодействия с образцом при помощи хронографов (рис. 10). Хронограф — прибор, предназначенный для измерения скорости снаряда. В данной установке используются оптические хронографы, фиксирующие любое тело, прошедшее в чувствительной зоне прибора [26].

Начальная скорость пули определяет запас энергии K_0 (начальную кинетическую энергию $K_0=(mv_0)^2/2$) После удара и затраты энергии на деформацию и разрушение образца, энергия снаряда $K_1=(mv_1)^2/2$ уменьшается. Хронографы фиксируют изменение скорости снаряда, а значит могут быть вычислены значения K_0 и K_1 . Работа снаряда на деформацию и разрушение образца определяется как $A = K_0 - K_1$.

Значение ударной вязкости a [Дж/мм²] рассчитывается как отношение работы разрушения на площадь сечения снаряда.

$$a = \frac{A}{\pi \cdot r^2}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{мм}^2} \right]$$

где r – радиус снаряда, мм.

Таким образом, финальная формула, для расчёта ударной вязкости:

$$a = \frac{m \cdot (v_0 - v_1)^2}{2 \cdot \pi \cdot r^2}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{мм}^2} \right]$$

где a – ударная вязкость, Дж/мм²; m – масса снаряда, г; $v_{0,1}$ – скорость снаряда до и после разрушения образца, м/с; r – радиус снаряда, мм.

Экспериментальные результаты

Для проведения испытаний были изготовлены образцы полимерного композитного материала, армированного нанотрубками с концентрациями 0%, 1%, 3%, 5%, 7% и 10% УНТ по массе. Испытания проводились на специализированной установке. Во время испытаний проводилась видеозапись экспериментов с частотой 120 кадров в секунду.

Качественный и количественный анализ результатов эксперимента показывает, что увеличение концентрации нанотрубок в матрице полимера ведет к улучшению стойкости к трещинам композитного материала. Кроме того, образцы с 7%-ой концентрацией углеродных нанотрубок показывает пиковые значения поглощения энергии снаряда при высокоскоростных воздействиях. Таким образом наилучшая конфигурация для образцов первого типа соответствует 7%-ому содержанию УНТ в матрице полимера.



Выводы

Проведено изучение структурных и функциональных свойств полимерных композитных материалов на основе эпоксидных смол, армированных углеродными нанотрубками. Разработана численная модель на

основе метода конечно-дискретных элементов реалистично описывающая деформирование и разрушение опытных образцов при ударном воздействии.

Для образцов первого типа на основе эпоксидной смолы L и отвердителя 285 обнаружено возрастание ударной стойкости (увеличение ударной вязкости, локализация области деформации, улучшение устойчивости к образованию трещин) при значении 7% по массе содержания УНТ в матрице полимера. На основе этих экспериментальных данных была проведена верификация разработанной численной модели. Несмотря на выбор простых моделей материалов и достаточно грубую аппроксимацию мезоструктуры, расчетный подход позволил получить картины разрушения, близкие к реальным. Проведенная верификация численной модели позволит в будущем проводить моделирование воздействия высокоскоростного снаряда на синтезируемый образец в широком диапазоне скоростей и концентраций УНТ в матрице полимера, не доступных в лабораторных условиях.

Изучена ударная стойкость при высокоскоростных воздействиях многослойных композитов, представляющих из себя многослойные структуры из стеклоткани и базальтовой ткани, пропитанные полимером на основе эпоксидных смол. Наилучшей конфигурацией композита является комбинация базальтовой ткани и полимера на основе эпоксидной смолы L с отвердителем 285.

Литература

1. Раков Э.Г. Углеродные нанотрубки в новых материалах. Успехи химии, 82 (1) 27-47 (2013).
2. Макунин А.В., Чеченин Н.Г. Полимер-наноуглеродные композиты для космических технологий. «Университетская книга» 2011 г.
3. Раков Э.Г. Материалы из углеродных нанотрубок. «Лес», Russ. Chem. Rev. 82(6), 538-566, (2013).
4. J. Njugunaa, K. Pielichowskib and J. R. Alcocka. Epoxy-Based Fibre Reinforced Nanocomposites: Current Status. Advanced engineering materials, volume 9, issue 10, pages 835-847, October 2007.
5. N.G. Chechenin, P.N. Chernykh, E. A. Vorobyeva, O.S. Timofeev Synthesis and electroconductivity of epoxy/aligned CNTs composites, Appl. Surf. Sci. (2013).
6. А.В. Бабкин, В.И. Колпаков, В.Н. Охитин, В.В. Селиванов. Численные методы в задачах физики взрыва и удара. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000.
7. High velocity impact dynamics / ed. by J.A. Zukas. – New York: WileyInterscience Publication, 1990. – 935 p.
8. Gao W., Zang M. The simulation of laminated glass beam impact problem by developing fracture model of spherical DEM // Engineering Analysis with Boundary Elements. – 2014.
9. Веб-сайт разработчиков программного комплекса GranOO, содержащий руководства и документацию <http://yakuru.fr/granoo/>
10. Одной из актуальных задач материаловедения является создание материалов, устойчивых к воздействию скоростных частиц. В настоящее время наиболее перспективными конструкционными материалами являются полимер-тканевые композиты, сочетающие в себе свойства различных компонентов и эффективно противостоящие ударным нагрузкам.

АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОКРЕСТНОСТИ ЗАРЯЖЕННОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Л.С. Новиков, А.А. Маклецов, В.В. Синолиц
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;
E-mail: novikov@sinp.msu.ru

При учете влияния вторично-эмиссионных процессов на распределение электрического заряда по поверхности космического аппарата (КА) в горячей плазме в магнитосфере Земли необходимо принимать во внимание тот факт, что движение вторичных электронов происходит в электрическом поле КА, который заряжается в большей или меньшей степени в зависимости от энергии частиц плазмы. Конфигурация этого поля зависит от геометрической формы КА, а также от величины потенциала различных участков его поверхности, которая может заметно варьироваться вследствие отличий электрофизических свойств материалов на поверхности различных элементов конструкции КА, а также наличия или отсутствия их освещения солнечным светом. Соответственно, движение эмитированных электронов в окрестности КА может носить весьма сложный характер, приводящий в том числе к возврату электронов на тот участок поверхности, откуда они были эмитированы, за счет наличия градиента электрического потенциала вблизи этой поверхности, направляющего эмитированные электроны к поверхности (эффект подавления вторичной эмиссии) или к переносу заряда с одних элементов конструкции КА на другие.

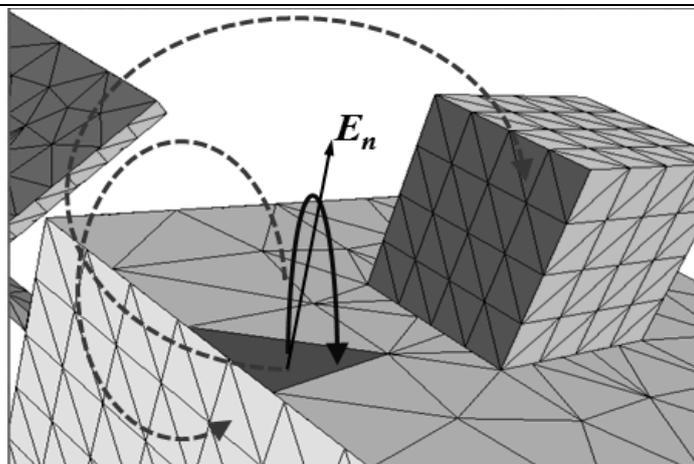
В докладе обсуждаются способы учета подавления вторичной эмиссии и переноса эмитированных электронов при математическом моделировании заряжения КА в горячей магнитосферной плазме.

Предварительно отметим, что для выполнения такого моделирования создается модель поверхности КА, имеющей, как правило, достаточно сложную форму. Такая модель строится из дискретных поверхностных элементов (треугольников), каждый из которых характеризуется геометрическими величинами (размеры, координаты вершин, направление вектора нормали), а также параметрами электрофизических свойств материалов на поверхности того элемента конструкции, к которой относится данный треугольник [1].

Для корректного учета процессов подавления эмиссии и переноса электронов на каждом из треугольников предлагаемая методика предусматривает различные способы рассмотрения ситуации в зависимости от величины и направления нормали электрического поля E_n , как показано на рис. 1.

В случае $E_n > 0$ и сильного притяжения эмитированного электрона происходит его возврат на поверхность в пределах того же треугольника (см. сплошную линию на рис. 1), и это может быть описано коэффициентом

подавления вторичной эмиссии. Подчеркнем, что возможность применения такого коэффициента при расчете локального тока на дискретном элементе поверхности КА (темный треугольник на рис. 1) зависит от размеров этого элемента, т.е. данный подход весьма чувствителен к процедуре дискретизации поверхности.



*Рис. 1. Примеры траекторий вторичных электронов
вблизи заряженного космического аппарата.*

Если притяжение недостаточно сильно или имеет место отталкивание эмитированного электрона, то возможен его перенос на другие треугольники (показано пунктирными линиями на рис.1), что дает дополнительный вклад в ток на данном дискретном элементе. Для корректного анализа этой ситуации и расчета дополнительного тока необходимо выполнять моделирование движения электронов вблизи поверхности заряженного КА. Здесь неизбежно возникает необходимость применения итерационной процедуры, при которой движение электронов рассчитывается в заданном поле заряженного КА, после чего потенциал на каждом из треугольников определяется при заданных дополнительных токах.

Очевидно, эффект переноса электронов будет особенно заметным для КА с достаточно сложной поверхностью в случае его слабого заряжения или заряжения до положительных потенциалов. Напротив, перенос электрона с одного участка поверхности КА на другой маловероятен при сильном отрицательном заряжении, поскольку в этом случае электростатическое отталкивание от поверхности не позволит сформироваться дополнительному вкладу в ток, отмеченному выше. Следует отметить, что в некоторых случаях сложная форма поверхности КА может привести к формированию такой конфигурации поля в окрестности КА, что будет иметь место притяжение электронов к поверхности даже при отрицательном потенциале этой поверхности

Моделирование переноса электронов

Для вычисления траекторий частиц в электрическом поле КА с учетом геомагнитного поля \mathbf{B} используется метод расчетов с нестационарной сеткой. Параметры электрического поля вычисляются в каждой точке траектории,

имеющей координаты \mathbf{r}_k , и значения $\Delta \mathbf{V}_k$ скорости частиц вычисляют с использованием временного шага t следующим образом:

$$\frac{\mathbf{r}_{k+1} - \mathbf{r}_k}{\Delta t} = \mathbf{V}_{k+1/2},$$

$$\frac{\mathbf{V}_{k+1/2} - \mathbf{V}_{k-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}_k - \frac{\mathbf{V}_{k+1/2} + \mathbf{V}_{k-1/2}}{2} \times \mathbf{B} \right),$$

где k – номер шага, $\mathbf{E}_k = \mathbf{E}(\mathbf{r}_k)$, q и m – заряд частиц и масса частиц.

Вышеописанный алгоритм позволяет вычислять траектории вблизи заряженного КА с более высокой точностью, чем при использовании фиксированной сетки. Значение временного шага устанавливают с учетом скорости и вероятного времени пролета расчетного пространства.

Отметим, что алгоритм моделирования движения частицы вблизи поверхности КА сложной формы включает в себя проверку того, не пересекает ли траектория на $k+1$ шаге поверхность космического аппарата. При этом для каждого из треугольников, образующих модель КА, необходимо решать задачу о пересечении сегмента траектории на этом шаге с данным треугольником, что требует больших вычислительных ресурсов. Для экономии ресурсов перед началом расчета строится набор кубов, соответствующих каждому треугольнику, и фактически решается более простая в вычислительном отношении задача о пересечении таких кубов.

На рис. 2. представлен пример траекторий электронов вблизи заряженного КА (темно-серым цветом показаны эквипотенциальные линии, светло-серым – траектории электронов). Этот случай соответствует дифференциальному зарядению КА, когда освещенная его сторона приобретает положительный потенциал, вследствие чего эмитируемые электроны притягиваются к КА. Можно видеть, что в этом случае перенос электронов играет заметную роль, и этот процесс должен учитываться при моделировании зарядения КА.

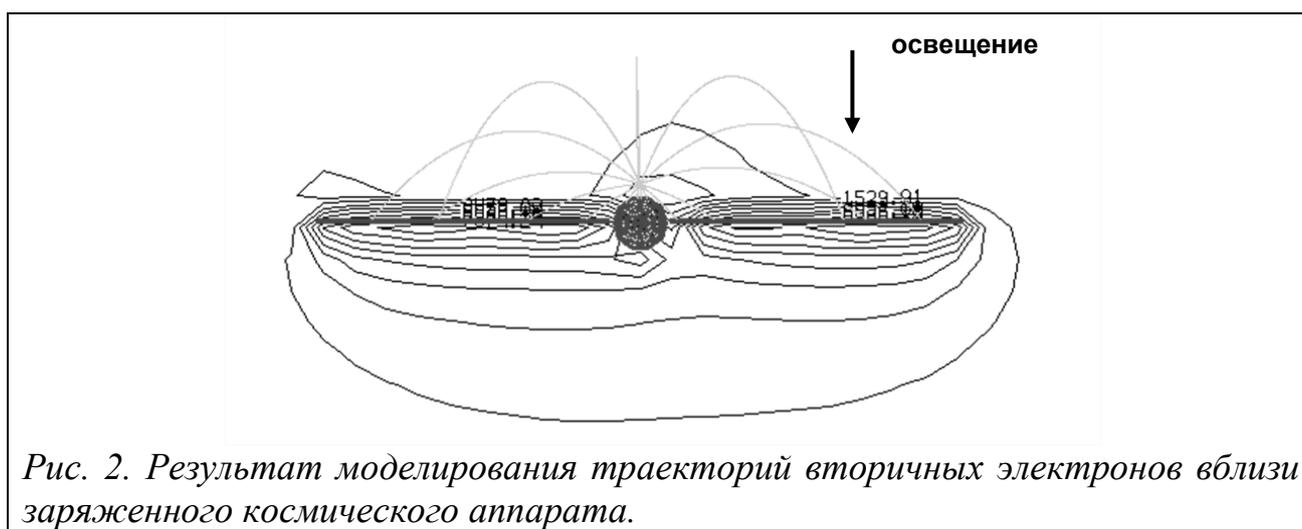


Рис. 2. Результат моделирования траекторий вторичных электронов вблизи заряженного космического аппарата.

В ходе такого моделирования для каждого из дискретных элементов поверхности КА рассчитывают плотности токов плазмы, вторичной электронной и фотоэмиссии, а также токи на металлический корпус КА с диэлектрических элементов его поверхности, после чего решается уравнение

баланса токов [1]. В таком подходе перенос электронов, описанный выше, учитывается с помощью дополнительных токов между всеми дискретными элементами (матрица переноса).

Расчет коэффициента подавления вторичной эмиссии

Итерационная процедура расчета матрицы переноса электронов требует значительного объема вычисления при моделировании движения электронов в окрестности КА, в отличие от определения коэффициента подавления эмиссии. При таком подходе необходимо определить то расстояние от точки эмиссии, на котором эмитированный электрон коснется поверхности и будет вновь захвачен ею. Здесь вводится эффективный радиус вторичного захвата электронов R_c , пример определения которого показан на рис. 3:

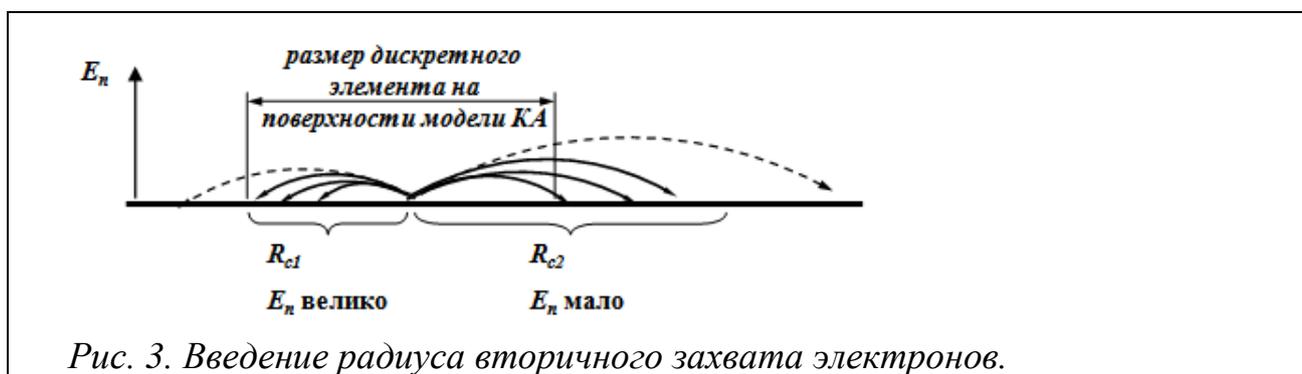


Рис. 3. Введение радиуса вторичного захвата электронов.

Сравнение значения R_c с размером дискретного элемента L позволяет определить, какой из режимов движения вторичных электронов реализуется:

- $R_c \sim L$ соответствует подавлению эмиссии;
- $R_c > L$ соответствует случаю переноса электронов на другие элементы поверхности КА.

Ниже приведен пример определения R_c для различных значений величины E_n , сделанный для спектра вторичной электронной эмиссии меди ниже 10 эВ при энергии первичных электронов 550 эВ [2] для двух значений вероятности захвата вторичного электрона: 65,9% (правило «одной сигмы» для распределения Гаусса) и 90%. На рис. 4 области переноса и подавления вторичной электронной эмиссии показаны различными оттенками серого цвета.

Данные, представленные на рис. 4, позволяют оценить пороговое значение величины электрического поля E_0 , соответствующего подавлению вторичной электронной эмиссии на поверхностном элементе размером L .

Например, для $L \sim 14$ см $E_0 \sim 0,6$ В·см⁻¹ в модели КА, использованной в работе [3] для сопоставления результатов моделирования электризации, полученных с помощью программ NASCAP [4] и COULOMB-2.

Следует отметить, что интервал изменения потенциала КА из-за подавления вторичной электронной эмиссии не является широким. Мы вычислили потенциалы медного зонда в горячей плазме (ленгмюровские потенциалы [1]) для различных значений $E_n > 0$). Полученные данные показали, что вторичная электронная эмиссия полностью подавлена при $E_n > 2$ В·см⁻¹, зависимость

потенциала КА от E_n отсутствует. При этом изменения более выражены для низких температур плазмы, и эффект довольно мал ($\sim 20\%$) для более высокой температуры. Это вызвано тем, что ток вторичной электронной эмиссии на поверхности КА снижается с повышением температуры плазмы.

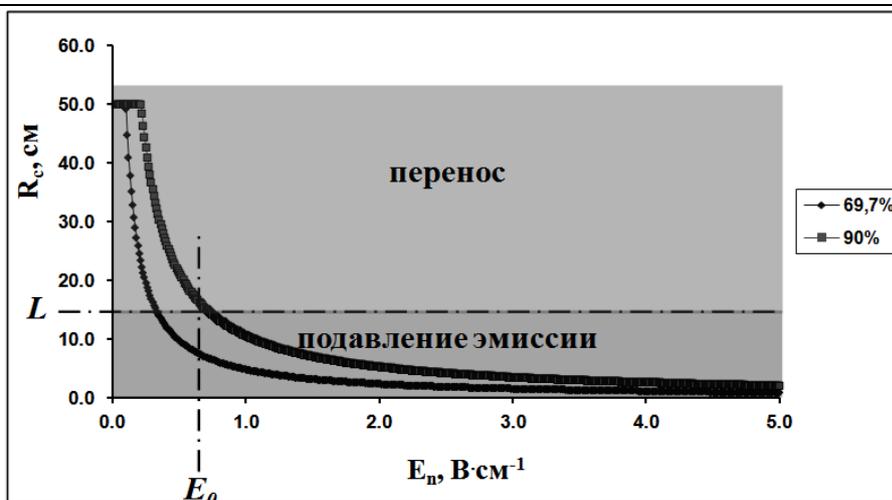


Рис. 4. Радиус захвата вторичных электронов в зависимости от величины электрического поля на дискретном элементе поверхности.

Заключение

При расчете токов вторичной электронной эмиссии на поверхности заряженного КА следует учитывать:

- возврат эмитированного электрона на тот же поверхностный дискретный элемент, к которому относится точка испускания электрона;
- перенос эмитированных электронов на другой поверхностный дискретный элемент того же элемента конструкции КА или на другой элемент конструкции КА.

Моделирование траекторий эмитированных электронов позволяет провести анализ воздействия на потенциал поверхности КА эффектов подавления эмиссии и переноса электронов.

Ссылки

1. Модель космоса. Т II. Воздействие космической среды на материалы и оборудование. Под ред. Л.С.Новикова. М.: Издательство «КДУ». 2007. Гл.1.9. Физические процессы взаимодействия КА с окружающей средой. С. 276-314.
2. V. Baglin, I. Collins, B. Henrist, N. Hilleret, and G. Vorlaufer, "A summary of main experimental results concerning the secondary electron emission of copper," *LHC Project Rep.*, 2002, vol. 472, pp. 1–15.
3. L.S. Novikov, A.A. Makletsov, and V.V. Sinolits. "Comparison of COULOMB-2, NASCAP-2K, MUSCAT, and SPIS codes for geosynchronous spacecraft charging", *Adv. Sp. Research.* 2016, vol. 57, No 2, pp. 671-680.
4. I. Katz., D.E. Parks, M.J. Mandell, J.M. Harvwy, D.H. Brownell Jr., S.S. Wang, M. Rotenberg, "A three dimensional dynamic study of electrostatic charging in materials", NASA-CR-135256. 1977.

ВЛИЯНИЕ ВИДА ВОЗДЕЙСТВУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОТЕРЮ МАССЫ ПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА

А.И. Хижик, И.Б. Винтайкин

Московский государственный технический университет им Н.Э. Баумана

E-mail: akhizhik@gmail.com

Известно, что конденсация продуктов собственной внешней атмосферы (СВА) на чувствительных к загрязнениям поверхностях космического аппарата (КА) может привести к потере работоспособности бортовой аппаратуры [1]. Увеличение сроков активного существования изделий космической техники и все более широкое использование на них полимерных материалов (ПМ), обостряет проблемы связанные с потерей массы этих материалов в условиях космического пространства. Поэтому одним из актуальнейших вопросов космического материаловедения является применимость того или иного ПМ на КА, который предполагается эксплуатировать определенное время на заданной орбите, при выполнении требований по чистоте его внешних поверхностей. Для ответа на этот вопрос необходимо последовательно решить ряд задач. Во-первых, провести лабораторные испытания ПМ на потерю массы под действием факторов космического пространства (ФКП) (вакуум, переменная температура, ультрафиолетовое и ионизирующие излучения, а на околоземных орбитах еще и атомарный кислород). Во-вторых, разработать физико-математические модели, описывающие потерю массы под действием ФКП. В-третьих, на основе результатов лабораторных испытаний и разработанных моделей провести прогностические расчеты вклада потери массы ПМ в формирование СВА и загрязнения ее продуктами внешних поверхностей КА. В-четвертых, оценить снижение эксплуатационных характеристик отдельных приборов и работоспособности КА в целом после предполагаемого уровня загрязнений.

Потеря массы ПМ в условиях космического пространства является сложным физико-химическим процессом, зависящим от совокупности факторов, которые условно можно разбить на две группы: внутренние факторы – физическое состояние и химический состав материала; внешние – ФКП.

Эмпирические модели, используемые на предприятиях европейского космического агентства ESA [2-3] и японского космического агентства JAXA [4], имеют ограниченное применение и используются, в основном, для анализа результатов лабораторных экспериментов о потере массы материалов при тепловвакуумном воздействии. Данная работа посвящена анализу и интерпретации результатов экспериментальных исследований потери массы модельного полимерного композиционного материала (ПКМ), подвергнутого воздействиям электронного и протонного излучения средних энергий. При анализе экспериментальных данных проверялись предположения, на основе которых были построены математические модели, описывающие газовыделения ПКМ [5, 6]. Для экспериментов из модельного материала ЭКОМ-1, нанесённого толщиной 100 мкм на подложку из сплава АМгб

диаметром 30 мм изготовлены образцы, которые до и после каждого этапа эксперимента взвешивали на микровесах «AUW - 220D» фирмы Shimadzu с погрешностью $\pm 10^{-5}$ г.

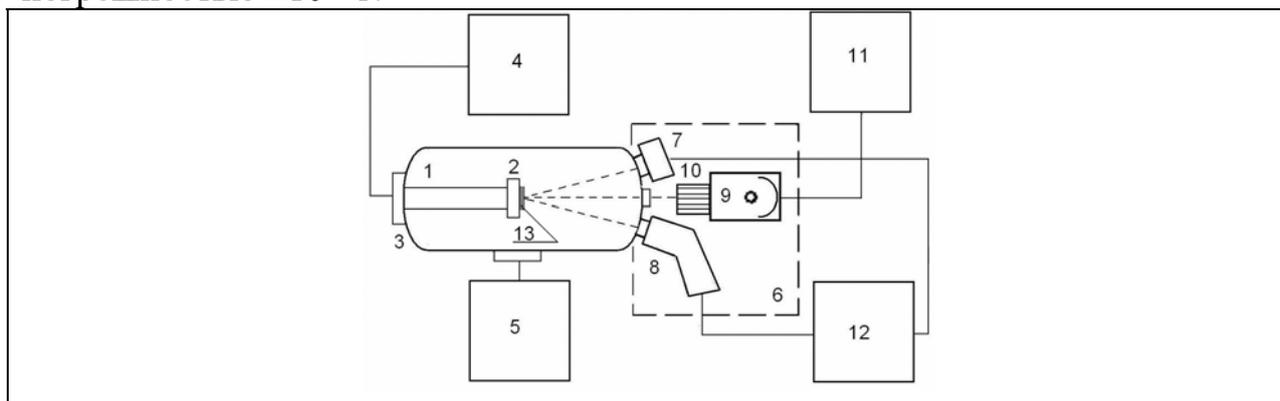


Рис. 1. Схема автоматизированного стенда УВ-1/2:

1 – вакуумная камера; 2 – рабочий и измерительный столик; 3 – термостат; 4 – система вакуумной откачки и контроля вакуума; 5 – блок измерений; 6 – блок имитаторов космического пространства; 7 – электронный ускоритель; 8 – протонный ускоритель; 9 – имитатор концентрированного солнечного излучения; 10 – формирующее оптическое устройство; 11 – блок управления имитатором солнечного излучения; 12 – блок управления ускорителями; 13 – образец.

Эксперименты по определению влияния облучения на потерю массы МП проводились в два этапа. На первом этапе образцы прикрепляли винтами к охлаждаемому предметному столику стенда «УВ-1/2» (рис. 1) и облучали при следующих условиях:

- температура столика с образцами – $(20 \div 25) \pm 1$ °С;
- давление в камере – 10^{-4} Па;
- энергия электронов (E_e) и протонов (E_p) – 30 кэВ;
- плотность потока электронов и протонов – 10^{11} см⁻²с⁻¹.

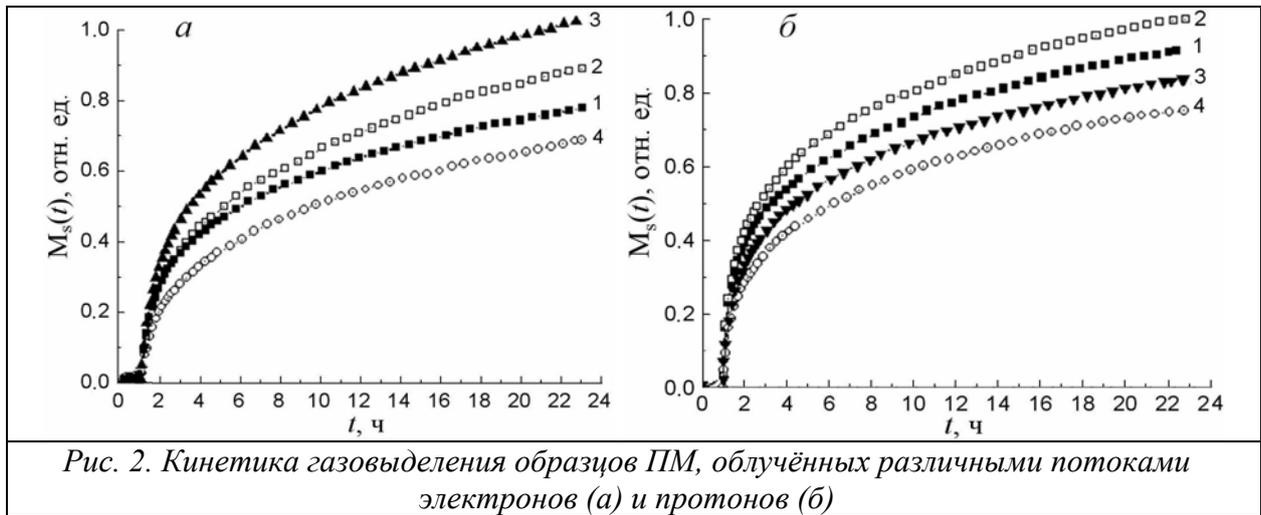
На втором этапе наблюдали динамику термостимулированной потери массы облучённых образцов и образца исходного материала. Для этого использовались кварцевые микровесы, в которых чувствительным элементом является термостатированный пьезорезонатор. Микровесы представляют собой измерительное автогенераторное устройство, предназначенное для преобразования изменения массы, присоединенной к поверхности кварцевого пьезорезонатора, в приращение выходной частоты автогенератора.

Потеря массы образцов и конденсация образовавшихся летучих веществ (ЛВ) проводились при следующих условиях:

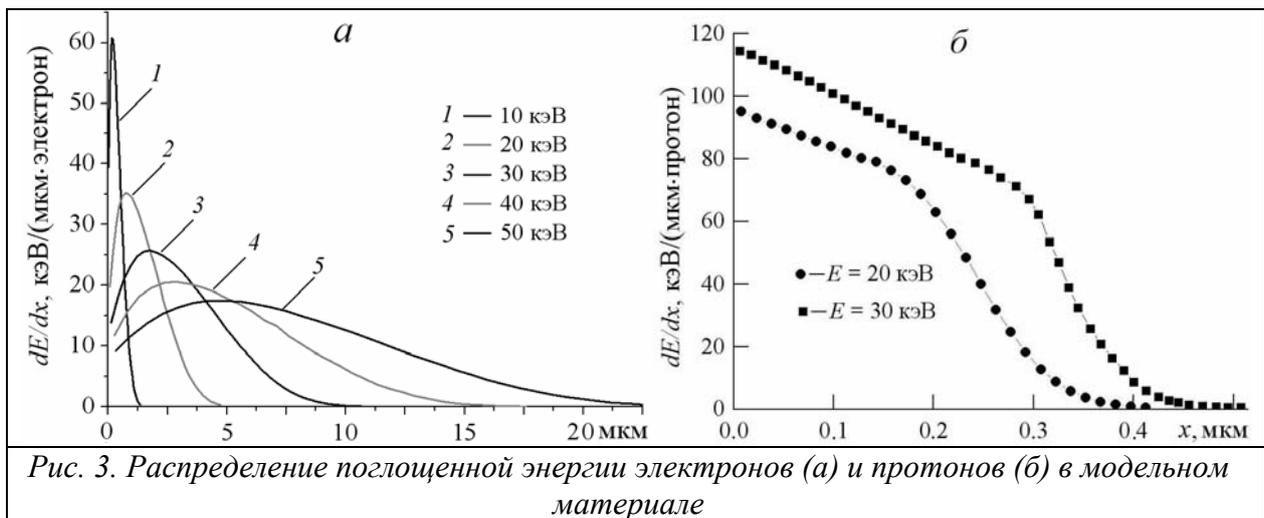
- вакуум – $2 \cdot 10^{-5}$ Па;
- температура образцов составляла – 100 ± 1 °С;
- температура кварцевого пьезорезонатора минус 187 ± 0.5 °С.

Результаты экспериментов и их интерпретация

Все эксперименты проводились при одинаковом взаимном расположении датчика потери массы и образца материала-источника ЛВ. Каждый образец в течение часа выдерживали в вакууме при 20 °С, далее за 5 минут нагревали до температуры, при которой исследовали потерю массы.



Экспериментальные кривые потери массы образцов МП, облучённых разными потоками электронов и протонов (с энергией $E_0 = 30$ кэВ), представлены на рис. 2. Из графиков, приведенных на рис. 2а и 2б видно, что потеря массы образцов, облучённых минимальными потоками $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (кривые 2), больше, чем у необлучённого образца (кривые 1). Однако при увеличении флюенса воздействующего излучения, начиная с некоторого значения, наблюдается обратный результат – потеря массы облучённого образца становится меньше, чем необлучённого. Такой результат объясняется тем, что при облучении в образцах ПКМ одновременно происходят два конкурирующих процесса – накопление ЛВ за счёт радиолита органической связующей материала и выход ЛВ через свободную поверхность образца в вакуум. Облучение всех образцов проводилось при одинаковой плотности потока частиц, поэтому образцы, облученные флюенсами $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (кривые 3) и $\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (кривые 4), находились в вакуумной камере более длительное время, что и привело к большей потере их массы при облучении потоками протонов.



На рис. 3 представлены результаты расчетов методом Монте-Карло распределения поглощенной энергии излучения по толщине ПМ. Анализ этих распределений позволил следующим образом интерпретировать результаты

экспериментов. Так как пробеги протонов и электронов в ПМ составляют около 0.4 мкм и 10 мкм, то продукты радиолиза при протонном облучении образуются в более тонком приповерхностном слое, а, следовательно, быстрее покидали образец. Поэтому термостимулированная потеря массы образцов, облученных протонами, меньше, чем у исходного образца уже при значении флюенса $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Для интерпретации экспериментальных данных использовалась математическая модель [5, 6], в которой постулируется, что скорость потери массы пропорциональна концентрации ЛВ в приповерхностном слое ПМ, и что потеря его массы при облучении складывается из следующих процессов:

- десорбции ЛВ, адсорбированных на поверхности материала или образовавшихся на нём при воздействии внешних факторов;
- диффузии и десорбции летучих веществ, абсорбированных или образованных в нём в результате термической деструкции, воздействия электромагнитного или ионизирующего излучения;
- испарения (сублимации) полимерного композиционного материала в вакууме, вызванного воздействием внешних факторов.

В общем случае изменение концентраций $C_m(x, t)$ ($m=1, 2, 3 \dots M$) компонентов газовой выделения в ПКМ при воздействии на них ФКП в рамках выбранной модели можно описать системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial C_m(x, t)}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C_m(x, t)}{\partial x^2} - \chi_m C_m(x, t) + S_m(x, t) \quad (1)$$

при $x \in (0, h)$, $t > 0$.

$$C_m(x, t)|_{t=0} = R_m, \quad x \in [0, h], \quad (2)$$

$$D_m \frac{\partial C_m(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=h} + (k_m + a_m) C_m(x, t) \Big|_{x=h} = \frac{\partial C_m(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad t > 0. \quad (3)$$

где индекс m указывает на то, что параметр относится к ЛВ m -го типа, a_m – параметр влияния облучения на поверхностные процессы с участием ЛВ; D_m – эффективный коэффициент диффузии ЛВ; R_m – концентрация ЛВ в материале в начальный момент времени; k_m – эффективный коэффициент десорбции ЛВ; χ_m – скорость химических реакций в материале с участием ЛВ; h – толщина образца материала; $S_m(x, t)$ – функция источника m -й компоненты.

На данном этапе исследования основной проблемой, сдерживающей создание прогностических моделей, позволяющих оценивать вклад продуктов газовой выделения в СВА, является определение параметров математической модели (1) – (3). Поэтому результаты расчетов, проведенных с использованием этой модели и представленных на рис. 4 только качественно повторяют данные экспериментов о кинетике потери массы образцов ПМ, облученных различными потоками электронов (рис. 2а и 4а) и протонов (рис. 2б и 4б).

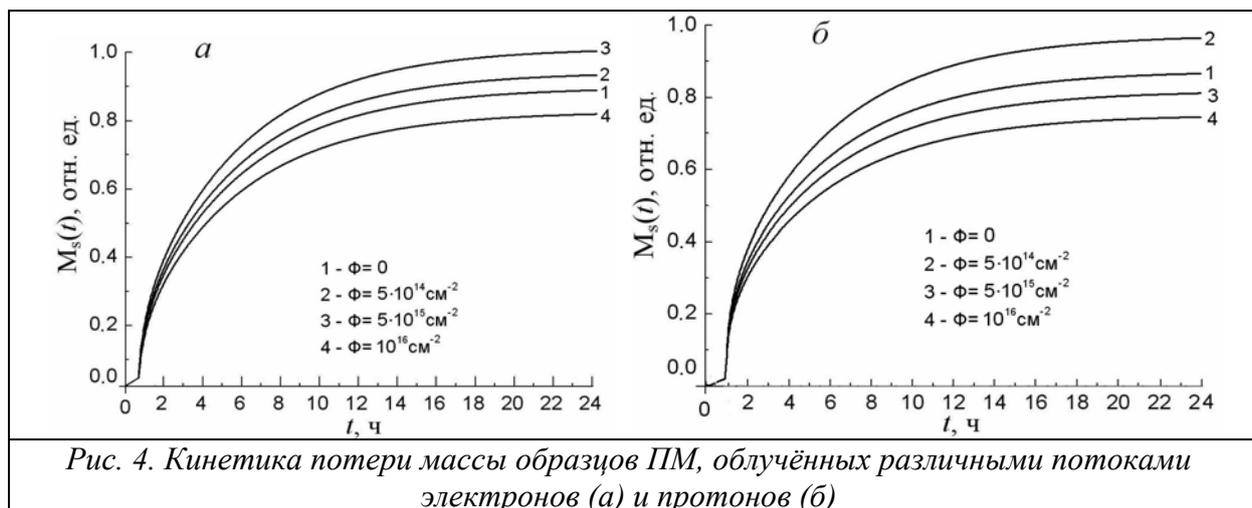


Рис. 4. Кинетика потери массы образцов ПМ, облучённых различными потоками электронов (а) и протонов (б)

1. Модель космоса. Научно-информационное издание. //Под ред. Л.С. Новикова. – Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М.: КДУ, 2007. 1144 С.
2. Delphine FAYE: “Calculation approach for outgassing curves of PU1 paint and molecular contamination modeling: ground testing and computer simulation”, 8th International Symposium on “Materials in a space environment”, Arcachon-France, 2000.
3. J. Guillin: “Evaluation of isothermal outgassing kinetics for some materials used in apace”, Proceedings of the Third European Symposium on Spacecraft Materials in Space Environment, ESA SP-232, The Netherlands, October 1985, pp. 35-38.
4. F. Urayama, T. Hayashi, N. Takeda, and N. Baba "Modeling of material outgassing and deposition phenomena", Proc. SPIE 5526, Optical Systems Degradation, Contamination, and Stray Light: Effects, Measurements, and Control.
5. Р.Х. Хасаншин, И.Б. Винтайкин. О потере массы наполненного полимера при облучении электронами // Перспективные материалы. 2014, №4, С. 5-12.
6. R.H. Khasanshin, A.N. Galygin, L.S. Novikov. Study of Mass Loss of EKOM-1 Thermal Control Coating under Electron and Proton Radiations // Advances in Space Research, 56 (2015), pp. 2669-2674.

ИЗМЕНЕНИЯ МОРФОЛОГИИ СТЕКЛА ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ И ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

К.А. Шишов¹, Е.С. Колантаева², Д.А. Применко²

¹ *Российский университет дружбы народов;* ² *Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана*

E-mail: shishov.k.a@yandex.ru

Материалы, используемые на внешних поверхностях высокоорбитальных спутников, подвергаются воздействию ионизирующих излучений космического пространства – электронов и протонов радиационных поясов Земли и магнитосферной плазмы [1, 2]. Например, защитные стекла солнечных батарей геостационарных спутников, обеспечивающих телекоммуникацию, глобальную систему позиционирования, исследования ресурсов Земли и т.д., подвергаются воздействию горячей магнитосферной плазмы (ГМП). В результате взаимодействия ГМП, в высокоомных диэлектриках накапливается внедрённый заряд. Аккумуляция заряда в материалах, используемых на внешних поверхностях спутников, особенно в период геомагнитных бурь, может привести к электростатическим разрядам (ЭСР) [3-7]. Результаты исследований, представленные в работе [8], ЭСР являются источником многих спутниковых аномалий.

Захват электронов и дырок имеющимися в стекле соответствующими ловушками приводит к появлению в нём центров окраски и, как следствие, к росту его оптической плотности. В частности, появление радиационных центров окраски и структурные изменения, вызванные ЭСР, могут привести к деградации оптических свойств защитных стекол солнечных батарей. Для повышения радиационной стойкости защитных стекол солнечных батарей (К-208, СМГ) в них добавляют церий, обеспечивающий ловушки для образующихся при облучении электронов и дырок, перемещая образование центров окраски в УФ область спектра.

Сравнительные исследования радиационных эффектов, вызванных отдельными компонентами ГМП (электронами и протонами), могут дать полезную информацию о механизмах, обуславливающих эффекты при их совместном воздействии.

Поэтому цель данной работы состояла в сравнительном анализе структурных изменений поверхностей образцов стекла К-208 облученных электронами и протонами с энергиями, характерными для частиц ГМП. Для достижения поставленной цели поверхности облученных образцов К-208 исследованы методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и проведен анализ полученных результатов.

Образцы, представляющие собой пластины размерами $40 \times 40 \times 0.17$ мм, были изготовлены, во избежание различия в химическом составе, из одной партии стекла К-208. Их прикрепляли к полированной поверхности металлического столика, термостатированного при температуре 20 ± 1 °С, и облучали при давлении 10^{-4} Па в вакуумной камере испытательного стенда

УВ-1/2 ОАО “Композит” электронами и протонами с энергиями 30 кэВ и 20 кэВ соответственно.

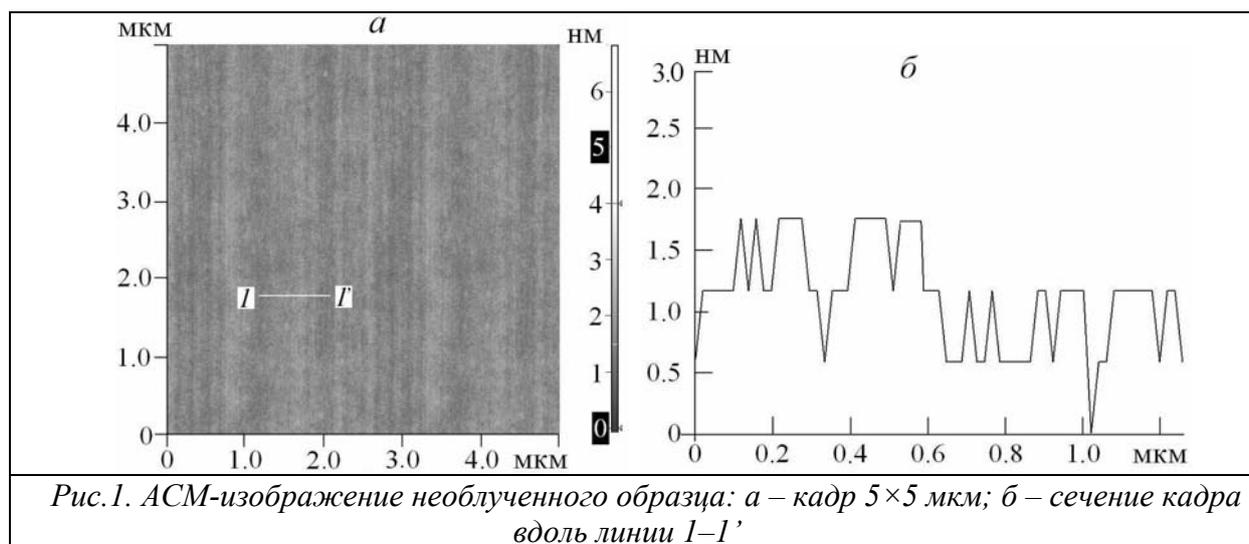
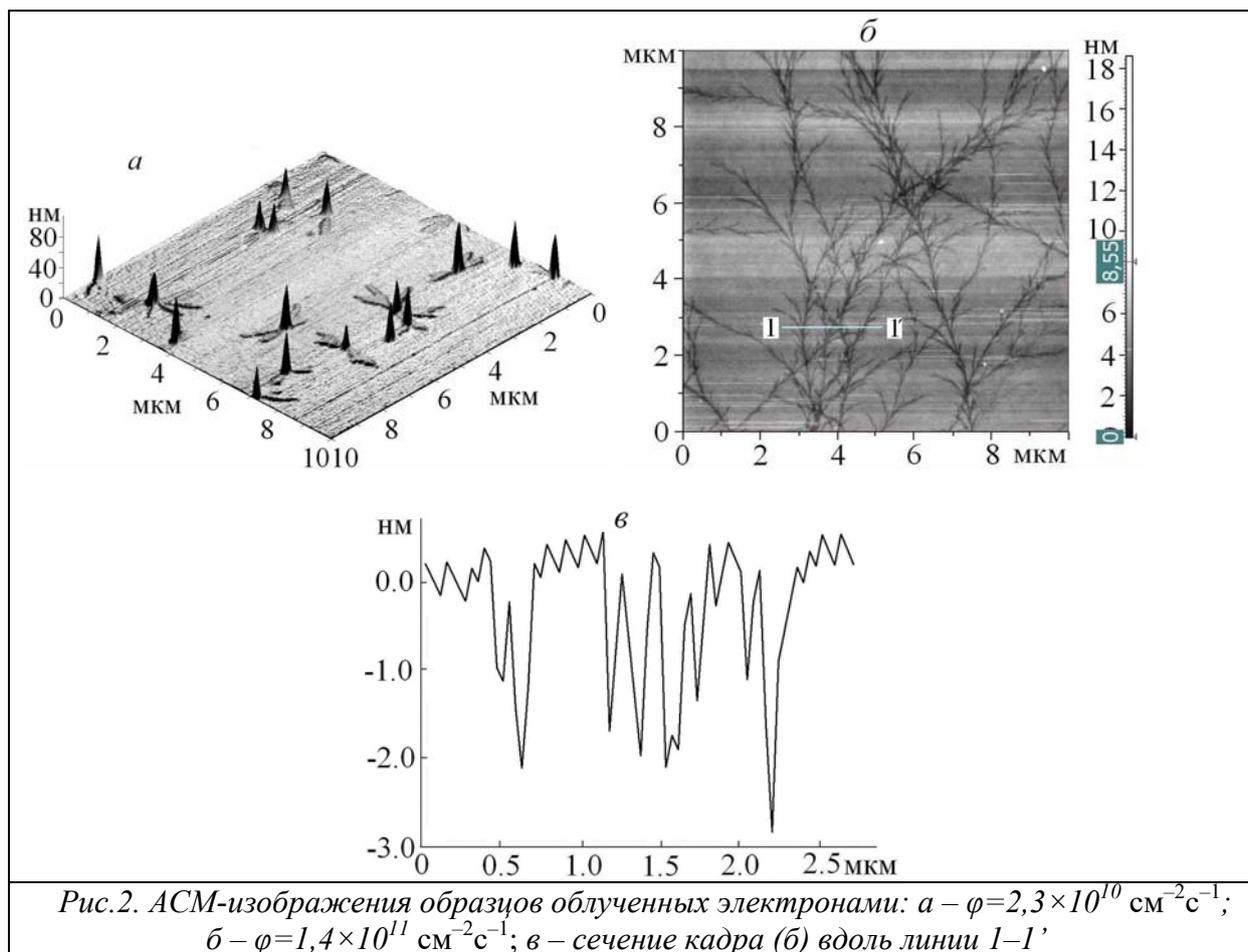


Рис.1. АСМ-изображение необлученного образца: а – кадр 5×5 мкм; б – сечение кадра вдоль линии I-I'

Анализ экспериментальных результатов показал, что при электронном облучении образцов стекла К-208 с плотностью потока от 10^{10} до $5.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в вакууме (10^{-4} Па) протекают ЭСР двух типов. Первый тип – разряд стекло – окружающая ионизованная остаточная атмосфера вакуумной камеры. Он сопровождается быстрыми фазовыми переходами материала из твердого состояния в жидкое, газообразное и плазменное и заканчивается выбросом плазмы в окружающее пространство и образованием микровыступов, высота которых растет с числом разрядов за счет накопления остывшего стекла. Повторение разрядов через микровыступы, по-видимому, обусловлены большей проводимостью по сравнению с окружением и их возвышаются над ним. Результаты экспериментов показали, что при плотностях потока, не превышающих $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, и облучение до флюенсов $\Phi = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ число микровыступов растет незначительно, а размеры их увеличиваются. В промежутках времени между разрядами с ростом поля термализованных в стекле электронов увеличивается плотность положительных ионов остаточной атмосферы, особенно в окрестностях микровыступов на поверхности образца, в которых напряженность поля имеет локальные максимумы. Бомбардировка вершечек микровыступов ускоренными полем ионами приводит к их локальному разогреву, стимулирующему зарождение разряда.

Второй тип разряд развивается по облучаемой поверхности. Поверхностные разряды становятся доминирующими, а разряды 1-го типа не наблюдаются при плотности потока электронов более $1.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Такой результат объясняется ростом плотности ионов в приповерхностной области, в том числе и за счет ионов кислорода, выделяющегося из стекла, и увеличением его радиационной проводимости, обеспечивающим сток избыточного заряда через металлические прижимы образцов.



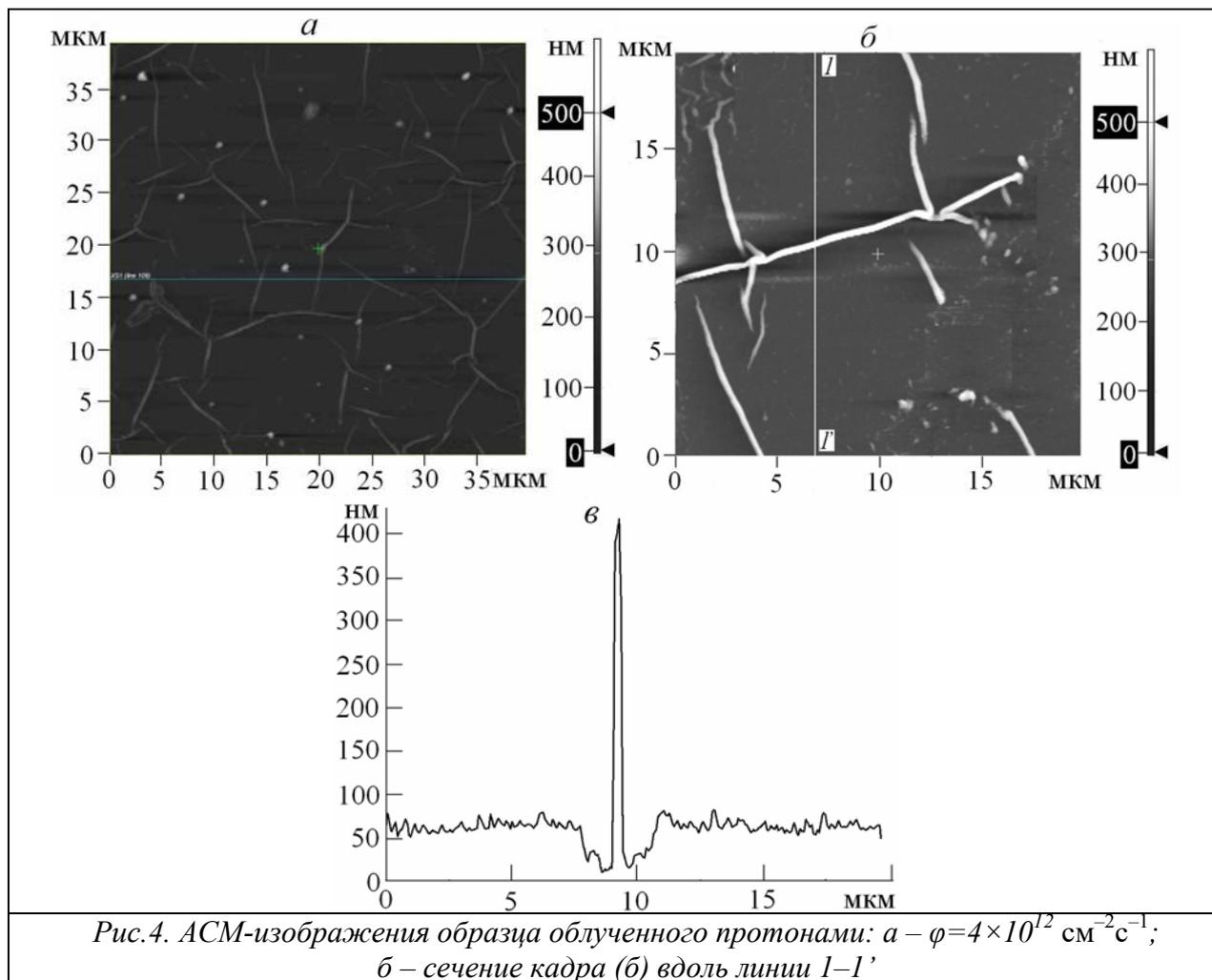
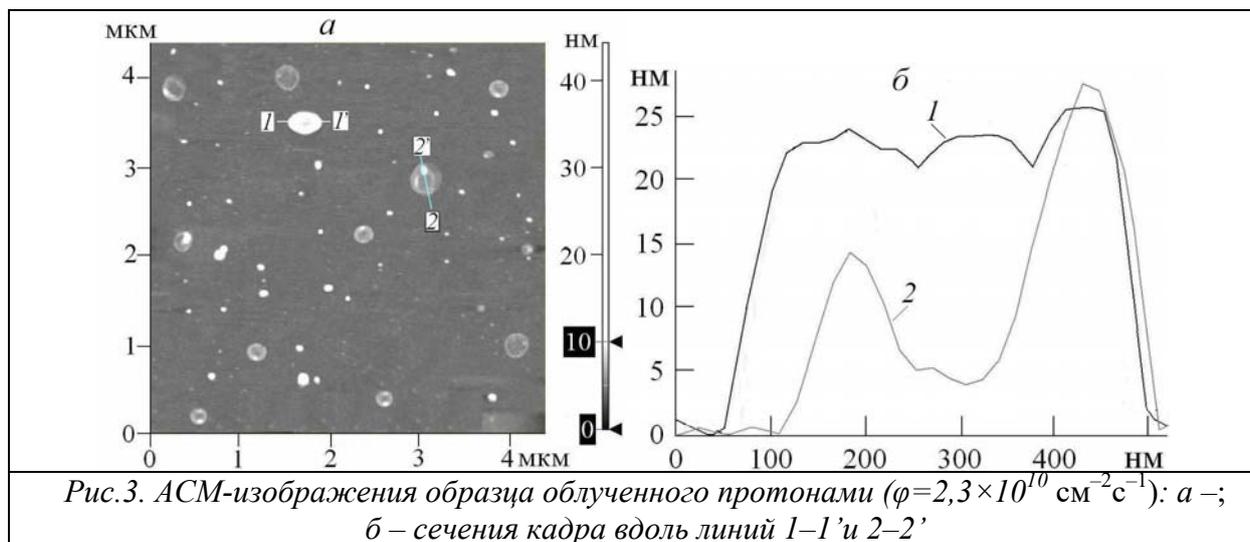
Характерные следы ЭСР первого типа при появляющиеся на поверхности облученного стекла, имеют формы «цветов», аналогичных показанным на рис 2а. В центре каждого «цветка» находится микровыступ высотой от 20 до 70 нм, к которому сходятся «лепестки», представляющие собой следы разрядных процессов в приповерхностном слое стекла и возвышающиеся над ним в среднем на 2 нм.

С увеличением плотности потока электронов до $10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ разряды второго типа начинают преобладать, а при $\varphi \geq 1,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ становятся доминирующими (рис. 2б) и разряды первого типа не наблюдаются. При этом на поверхности стекла образуются разрядные каналы глубиной до 3 нм (рис. 2в).

Исследуемое стекло К-208 имеет следующий состав (мол. %): SiO_2 (69.49); V_2O_3 (11.93); Al_2O_3 (4.00); K_2O (4.25); Na_2O (010.33); CeO_2 (2.00). Следовательно, потенциальными носителями тока в этом стекле являются диссоциированные ионы щелочных металлов Na^+ и K^+ . В поле накопленного в стекле заряда происходит перераспределение ионы щелочных металлов.

На поверхностях стекла К-208 облученных протонами при плотностях потока $\varphi_p = 10^{10} - 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ образуются газонаполненные пузырьки диаметром от 10 до 500 нм и высотой до 30 нм (рис.3). Характер изменений морфологии образцов под действием протонов для значений $\varphi_p < 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ обусловлен появлением радиационно-стимулированных напряжений,

перестройкой сетки стекла и образованием газонаполненных пузырьков. При этом полевая миграция ионов натрия играет ключевую роль в перестройке микроструктуры стекла и высвобождении атомов нестикового кислорода.



С увеличением плотности потока протонов и флюенса облучения на поверхности стекла образуются трещины, вызванные локальным разогревом и переносом массы в облучаемом слое.

На рисунке 4 представлены изображения образца облученного флюенсом $3,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ протонов при плотности потока $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Необходимо отметить, что для однозначной интерпретации механизма образования и состава газонаполненных пузырьков при протонном облучении необходимы дополнительные исследования.

Литература

1. Модель космоса. Научно-информационное издание. Под ред. Л.С. Новикова.– Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М.: КДУ, 2007. 1144 С.
2. D.C. Ferguson, S.C. Wimberly The Best GEO Daytime Spacecraft Charging Index. Proceed. 50th AIAA Aerospace Sci. Mtg. January, 2013. Nashville, Tennessee. AIAA 2013-0810. doi: 10.2514/6.2013-810.
3. Hirokazu Masui, Kazuhiro Toyoda, Mengu Cho, “Electrostatic Discharge Plasma Propagation Speed on Solar Panel in Simulated Geosynchronous Environment”, IEEE Transaction on Plasma Science, vol.36, pp. 2387-2394, 2008. doi: 10.1109/TPS.2008.2003191.
4. Cho, M., Kawakita S., Nakamura M., et al., // J. Space. Rockets. 2005, V. 42, N 4. P. 740-748. <https://doi.org/10.2514/1.6694>.
5. Ferguson, D.C. & Katz, I. // IEEE Trans. on Plasma Sci., 2015. V. 43, N 9. P. 3021-3026.
6. R.H. Khasanshin, L.S. Novikov Structural changes of surfaces of spacecraft solar array protective glasses being irradiated by 20-keV electrons // Advances in Space Research. 2016. Vol. 57. P. 2187-2195.
7. R.H. Khasanshin, L.S. Novikov Studying the interaction of hot magnetospheric plasma with the protective coating of the spacecraft solar array // IEEE Transaction on Plasma Science, vol.47, N 8 pp.2796-3800. 2019
8. J. E. Koons, R. S. Mazur and all. The impact of the space environment on space systems Proc. 6th Spacecraft Charging Technology Conf. (Air Force Research Laboratory).

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОТЕЧЕСТВЕННОГО ПОЛИИМИДА ПМ1 И КАПТОНА

А.Д. Жадов, А.С. Соболев

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

E-mail: exfaust@yandex.ru

Введение

Отечественный полиимид ПМ1 и Каптон (Каптон - торговая марка полиимиды корпорации DuPont) широко применяются в качестве материалов экрано-вакуумной теплоизоляции (ЭВТИ) космических аппаратов (КА). Основу этих полиимидов составляет полипиромеллитимид – полимер обладающий высокой радиационной стойкостью. В этом полимере наблюдается всего 1 разрыв химической связи при поглощении 23000 эВ энергии ионизирующего излучения. Высокая радиационная стойкость полиимиды и рабочая температура, достигающая 420 К, в значительной степени обуславливают его применение в космической отрасли. Кроме того, рассматриваемые полиимиды обладают уникальным свойством. Радиационная электропроводность (РЭ) полиимиды возрастает с набором поглощенной дозы ионизирующего излучения и сохраняется в вакууме на значительном уровне длительное время. Это резко отличает полиимид от других полимеров, РЭ которых снижается с набором поглощенной дозы ионизирующей радиации. РЭ полимеров ЭВТИ является основным параметром, который контролирует накопление объемных зарядов в полимере. Чем выше РЭ полимера, тем меньше накопленный заряд и тем ниже вероятность возникновения электростатического разряда, который может негативно повлиять на работу бортовой электроники КА.

Динамика накопления заряда в диэлектриках КА является важнейшим предметом изучения последние десятилетия [1]. На текущий момент проведено множество экспериментов по изучению поверхностного потенциала при электронном облучении различных полимерных плёнок [2-5]. При расчётах потенциала используется модель РЭ, которая зачастую зависит от времени облучения и существенно упрощается в используемых эмпирических подходах. В этом случае происходит сложная эволюция потенциала, которая сильно зависит от условий эксперимента. Поэтому для обеспечения надёжности функционирования КА существует необходимость подробного рассмотрения РЭ и определяющего её транспорта носителей заряда [5].

Известно [6], что при ступенчатом и равномерном облучении, РЭ большинства полимеров, исключая полиимиды, сначала увеличивается до максимума, а затем монотонно снижается. Именно это снижение приводит к увеличению вероятности возникновения электростатических разрядов [7].

В связи с этим, представляло интерес сравнить кинетику РЭ отечественного полиимиды ПМ1 и Каптона и сделать вывод о предпочтительности применения одного из них в качестве материала ЭВТИ КА.

Экспериментальная часть

Исследования РЭ полимеров были выполнены на установке, созданной на базе электронно-лучевого агрегата для микросварки ЭЛА-50/5. Блок-схема измерительной части экспериментальной установки представлена на рисунке 1.

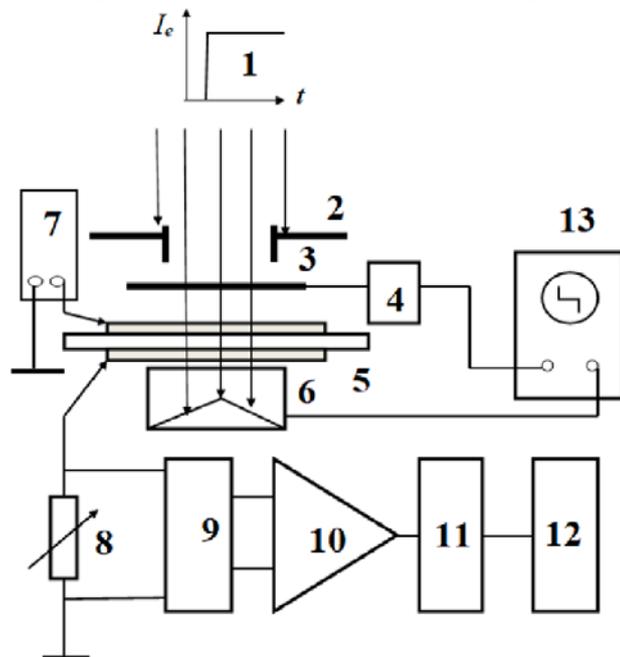


Рисунок 1. Структурная схема измерительной части экспериментальной установки. (1) - электронный пучок и его временной график, (2) – коллиматор, (3) – заслонка, (4) - система управления заслонкой, (5) - образец полимера с напылёнными Al электродами, (6) - цилиндр Фарадея, (7) -источник постоянного напряжения (до 1200 V), (8) – магазин образцовых резисторов, (9) - электронное устройство для защиты от пробоя на TVS-диодах, (10) – дифференциальный усилитель, (11) - аналого-цифровой преобразователь, (12) - компьютер и принтер, (13) - осциллограф

Образцы полимеров диаметром 40мм, снабжённые напылёнными Al электродами диаметром 32 мм и толщиной до 100 нм, располагались в специально изготовленной измерительной ячейке, которая помещалась внутрь вакуумной камеры установки при комнатной температуре и облучалась потоком электронов с энергией 50 кэВ. С помощью цилиндра Фарадея измерялся ток прошедших сквозь образец электронов и контролировалась стабильность потока электронов. К верхнему электроду образца прикладывалось постоянное напряжение требуемой величины. Ток обусловленный РЭ образца создавал падение напряжения на образцовом резисторе. Это напряжение усиливалось дифференциальным предусилителем и поступало на АЦП. Далее, с выхода АЦП это оцифрованное напряжение поступало в компьютер, на мониторе которого можно было наблюдать и записывать сигнал РЭ. Постоянная времени измерения составляла около 1 мс. В эксперименте были испытаны следующие полимеры: Каптон (с толщиной 25 мкм) и его отечественные аналоги ПМ1 ОА (15 мкм) и ПМ1 (13 мкм), а также,

для сравнения, была исследована РЭ полиэтилентерефталата (ПЭТФ) толщиной 8 мкм.

Результаты

Полученные в результате экспериментальных исследований кривые изменения РЭ для трёх полиимидов и полиэтилентерефталата представлены на рисунке 2.

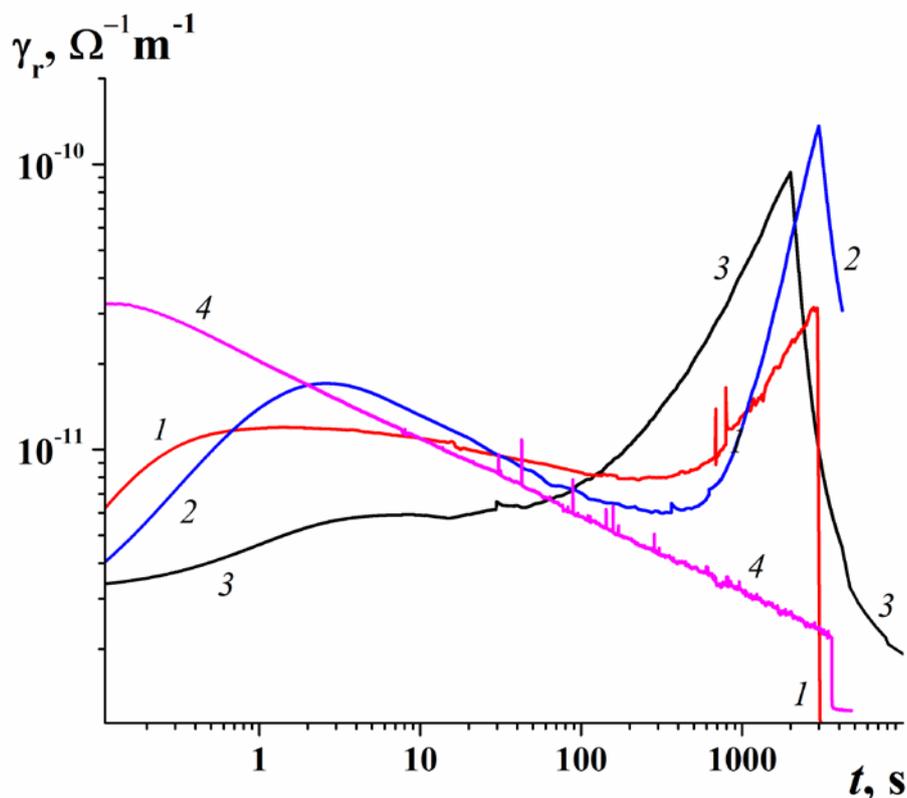


Рисунок 2. Результаты измерения РЭ полимеров. кривая 1 – Каптон, 2 – ПМ-1-ОА, 3 – ПМ-1, 4 – ПЭТФ, мощность дозы – 190 Гр/с, накопленная доза около 7×10^5 Гр, электрическое поле – 40 В/мкм

Согласно данным модели Роуза–Фаулера–Вайсберга (РФВ), РЭ достигает раннего максимума и затем непрерывно уменьшается во время облучения, как это происходит на кривой 4. На остальных кривых предсказанное теорией поведение наблюдается в самом начале облучения, однако затем РЭ начинает резко расти с накоплением дозы, особенно это выражено у ПМ1 ОА и ПМ1, у которых показатель РЭ значительно лучше, чем у Каптона. На рисунке также видно, что эффект накопления дозы накладывает верхний предел времени для применения стандартной модели РФВ, при этом начальное время установлено 0.1 с, то есть время открытия затвора. Более детальное изучение этого эффекта в условиях, характерных для работы КА на орбите, требует значительно более длительных сроков облучения и, соответственно, более высоких доз облучения. Подробный анализ исследования приведен в [8].

Заключение

В настоящей работе проведены сравнительные экспериментальные исследования РЭ отечественного полиимида ПМ1 и полиимида Каптон корпорации DuPont. Показано что возрастание РЭ при высоких поглощенных дозах облучения является неотъемлемым свойством полипиромеллитимида, которое хорошо выражено для исследованных полимеров. Также было определено, что при прочих равных условиях РЭ отечественного полиимида ПМ1 существенно (в 3 и более раз) превышает РЭ Каптона. Это обстоятельство позволяет рекомендовать предпочтительное применение отечественного полиимида ПМ1 в качестве материала ЭВТИ высокоорбитальных КА.

Определенные в настоящей работе характеристики полиимидов показывают, что отечественный полиимид ПМ1 обладает наименьшей электризуемостью и наиболее устойчив к возникновению электростатических разрядов.

1. T. Paulmier, B. Dirassen, M. Belhaj, V. Inguibert, D. Payan, and N. Balcon, "Experimental test facilities for representative characterization of space used materials," in Proc. 14th ESA/ESTEC SCTC, Noordwijk, The Netherlands, Apr. 2016, pp. 4–8.
2. T. Paulmier, B. Dirassen, D. Payan, and M. van Eesbeek, "Material charging in space environment: Experimental test simulation and induced conductive mechanisms," IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 16, no. 3, pp. 682–688, Jun. 2009.
3. P. Moliniè et al., "Polyimide and FEP charging behavior under multienergetic electron-beam irradiation," IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 19, no. 4, pp. 1215–1220, Aug. 2012.
4. T.A. Paulmier, A. Sicard-Piet, D. Lazaro, M. Arnaout, and D. Payan, "Analysis of charging kinetics on space dielectrics under representative worst case geostationary conditions," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 43, no. 9, pp. 2849–2855, Sep. 2015.
5. T. Paulmier, B. Dirassen, D. Payan, and M. Arnaout, "Analysis of charge transport and ionization effect in space-used polymers under high-energy electron irradiation," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 45, no. 8, pp. 1933–1937, Aug. 2017.
6. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev, and R.S. Ikhsanov, "Experimental and theoretical studies of radiation-induced conductivity in spacecraft polymers," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 43, no. 9, pp. 2915–2924, Sep. 2015.
7. H.B. Garrett and A.C. Whittlesey, "Spacecraft charging, an update," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 28, no. 6, pp. 2017–2028, Dec. 2000.
8. A. Tyutnev, V. Saenko, A. Zhadov and E. Pozhidaev, "Radiation-Induced Conductivity in Kapton-Like Polymers Featuring Conductivity Rising With an Accumulating Dose," in IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 47, no. 8, pp. 3739-3745, Aug. 2019.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОДИНА НА ПЕЧАТНЫХ ПЛАТАХ С ВЫСОКОЙ СТОЙКОСТЬЮ К ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ РАЗРЯДАМ

Д.А. Абрамешин, И.Р. Муллахметов

Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики

E-mail: dabrameshin@hse.ru, irmullakhmetov@edu.hse.ru

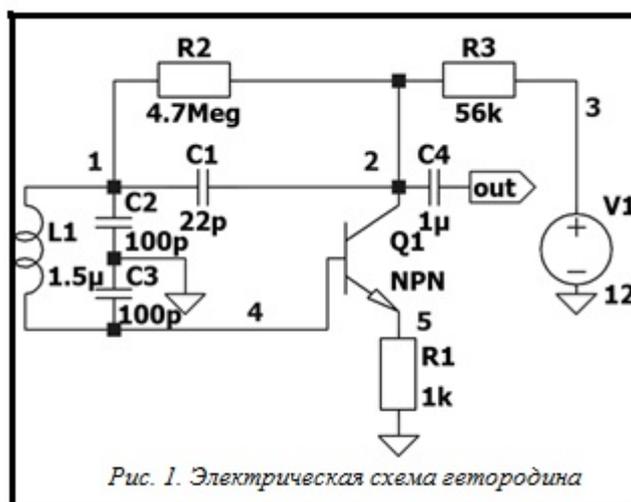
Радиационное зарядение диэлектрических материалов космических аппаратов (КА), функционирующих на околоземных орбитах обусловлено воздействием ускоренных электронов космической плазмы. Время установления стационарных поверхностных потенциалов на КА составляет порядка десятых долей секунды. А время релаксации Максвелла диэлектрических материалов на внешней поверхности КА - десятки часов, т.к. удельная объемная проводимость этих материалов обычно около $10^{-15} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$. Встраивающийся в диэлектрик объемный заряд не успевает стекать и возрастает во времени, в результате чего разность потенциалов между элементами КА постепенно увеличивается. Когда она достигнет критической величины электрического поля возникает электростатический разряд (ЭСР) [1]. Результирующие импульсные токи попадают на входы блоков радиоэлектронной аппаратуры, вызывая их отказы [2]. Особенно часто это происходит во время магнитных суббурь в магнитосфере Земли.

Как избежать возникновения ЭСР в этом случае? В работе [3] предлагается использовать композитные полимерные диэлектрики с контролируемой повышенной проводимостью, обеспечивающей быстрый сток встраиваемого заряда. В этом случае в полимерный диэлектрик вводится определенное количество мелкодисперсной графитированной сажи, или металлического порошка, в результате чего проводимость материала увеличивается в необходимой степени. В [4] было установлено, сток заряда, предотвращающий последующий ЭСР, обеспечивает удельная объемная проводимость композита порядка $10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$.

Представляется чрезвычайно важным, чтобы использование увеличение проводимости композитного диэлектрика с контролируемой повышенной проводимостью не приводило к изменению рабочих характеристик электронной аппаратуры космического аппарата.

Проверка этого положения [5] при использовании таких диэлектриков в составе печатных плат низкочастотного мультивибратора, как одного из простейших типичных изделий цифровой электроники, установила, что никаких изменений характеристик мультивибратора при увеличении проводимости не происходило пока последняя не превышала величину $1.55 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$.

С использованием компьютерного моделирования и экспериментального исследования нами рассмотрена возможность замены традиционных диэлектриков печатных узлов радиоэлектронных устройств, на композитные диэлектрики с контролируемой проводимостью, обеспечивающие практическое отсутствие электризации, в результате чего исключается возможность возникновения электростатических разрядов. Для этих целей в качестве типового устройства был выбран гетеродин (рис. 1), работающий в частотном диапазоне 9 – 37 МГц, генерирующий синусоидальные колебания.



Основные рабочие характеристики гетеродина - это несущая частота и амплитуда выходного напряжения. Основная цель исследования заключалась в выявлении границ использования композитного диэлектрика с контролируемой повышенной проводимостью, при которых начинают изменяться рабочие характеристики гетеродина. Со схемотехнических позиций использование печатной платы, содержащей диэлектрик с повышенной проводимостью равносильно появлению каналов утечки между узлами схемы.

Мы рассматривали двусторонние печатные платы с толщинами порядка 1,5 мм, ограниченными соображениями жесткости конструкции для космических аппаратов. Ширина проводника у таких плат, как правило, не превышает 1 мм, что обусловлено плотностью монтажа, а расстояние между проводниками составляет удвоенную ширину металлического проводника.

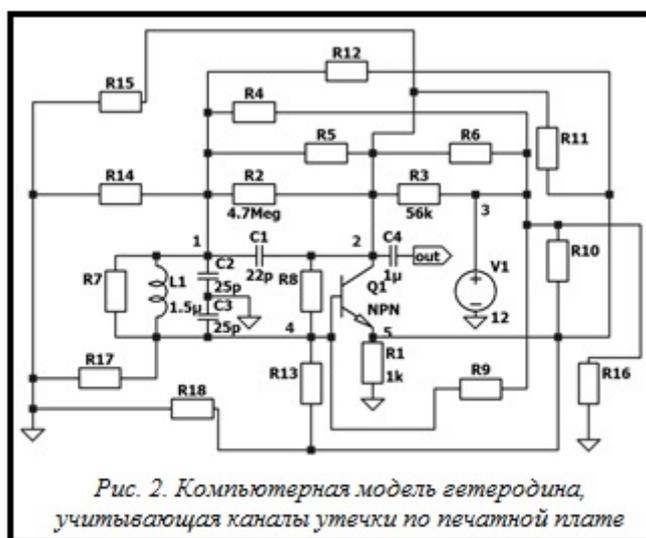
Принималось, что печатная плата является плоским двусторонним конденсатором, у которого сопротивление R и ёмкость C связаны выражением:

$$R = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon}{\gamma \cdot C}, \quad (1)$$

где γ - удельная объемная проводимость диэлектрика, ε_0 - электрическая постоянная; ε - относительная диэлектрическая постоянная диэлектрика. При известной емкости печатной платы выражение (1) позволяет оценить удельную проводимость диэлектрика по значению сопротивления утечки, при

котором начинают наблюдаться существенные изменения рабочих характеристик гетеродина.

При моделировании характеристик гетеродина с печатной платой на композитном диэлектрике с контролируемой повышенной проводимостью нами в электрическую схему стандартного гетеродина, приведенную на рис. 1, вносились соответствующие изменения, связанные с появлением каналов утечек по печатной плате между всеми узлами, вызванными уменьшенными величинами объемного сопротивления. На практике эти изменения выглядят в виде появления новых дополнительных сопротивлений между всеми узлами, которые имитируют каналы утечки. В предложенной схематехнической модели (см. рис. 2) - это резисторы $R4 - R18$. Для удобства расчетов нами принято допущение, что в каждом рассматриваемом случае эти сопротивления одинаковы.



Моделирование выполнялось для трех несущих частот 9 мГц, 18 мГц и 37 мГц, и результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1.

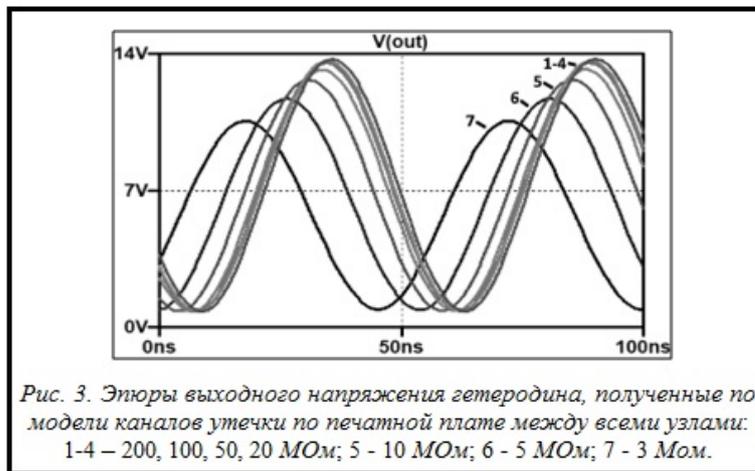
Результаты моделирования гетеродина, учитывающие сопротивления каналов утечки по печатной плате

| | | ∞ | 200 МОм | 100 МОм | 50 МОм | 20 МОм | 10 МОм | 5 МОм | 3 МОм |
|--------|--------------|----------|---------|---------|--------|--------|--------|-------|-------|
| 37 мГц | V_{amp}, B | 6.74 | 6.73 | 6.71 | 6.63 | 6.42 | 6.13 | 5.6 | 5.01 |
| 18 мГц | V_{amp}, B | 6.83 | 6.85 | 6.81 | 6.75 | 6.17 | 5.9 | 5.4 | 4.81 |
| 9 мГц | V_{amp}, B | 6.75 | 6.8 | 6.8 | 6.75 | 6.75 | 6.55 | 5,73 | 5.14 |

В качестве примера на рис. 3 приведены результаты компьютерного моделирования гетеродина при изменении сопротивления канала утечки между узлами в диапазоне 3 – 200 мОм и несущей частоты 18 МГц.

Во всех случаях изменений частоты сигнала, которое бы превышало погрешность моделирования, не наблюдалось. При высоких уровнях утечек, соответствующих низким значениям сопротивлений канала утечки, наблюдалось существенное уменьшение величины выходного напряжения.

Так для частот 37 мГц и 18 мГц при изменении сопротивления утечки от 200 до 20 МОм амплитуда выходного напряжения падает с 6.74 В до 6.13, что составляет 9%, а заметное влияние сопротивления канала утечки начинается с 20 МОм, когда при изменении сопротивления утечки всего от 20 до 3 МОм амплитуда падает на 15%.



Итак, на частоте 37 МГц характеристики гетеродина начинают заметно изменяться при сопротивлении канала утечки 20 Мом. Оценка по стандартным расчетным формулам емкости печатной платы с экранированной поверхностью со стандартной шириной проводника 0.5 мм и расстоянием между проводником и экраном 1.5 мм дает величину примерно 8 пФ. При этой величине емкости и сопротивлении утечки 20 МГц удельная объемная проводимость материала платы по выражению (1) составляет:

$$\gamma = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon}{R \cdot C} = \frac{8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 3.5}{20 \cdot 10^6 \cdot 8 \cdot 10^{-12}} = 1.95 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$$

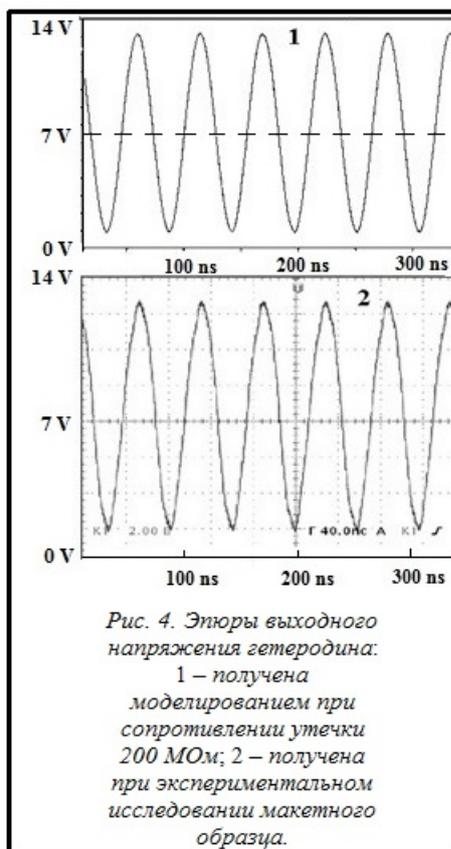
Отсюда вытекает вывод о том, что применение композитных диэлектриков с контролируемой удельной объемной проводимостью не более $2 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ не изменяет характеристик гетеродина, одновременно исключая появление электростатических разрядов в результате воздействия космической плазмы. Мы имеем согласно [4] запас более двух порядков по проводимости (примерно до $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$).

Для экспериментального подтверждения полученных нами результатов компьютерного моделирования по методике [4] было проведено макетирование гетеродина с электрической схемой, приведенной на рис. 1.

Образец гетеродина помещался в чашку Петри, которая подогревалась до 60 °С, и заливался расплавом парафина, содержащего 9,1 мас. % технического углерода и имеющего удельную объемную проводимость $5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, (это обеспечивает отсутствие ЭСР). Затем с помощью цифрового осциллографа Tektronix 3012В измерялись характеристики гетеродина на опорной частоте 18 мГц.

Полученные экспериментальные результаты приведены на рис. 4. Видно, что частота колебаний и амплитуда выходного напряжения, полученные при

моделировании и для экспериментального макетного образца, отличаются незначительно (7%).



Таким образом, результаты исследований указывают на адекватность компьютерной модели гетеродина, использующего композитный диэлектрик с контролируемой повышенной проводимостью, и его экспериментально созданного макета и говорят о безусловной возможности эффективного применения предложенных композитных материалов в радиоэлектронных устройствах космического применения.

1. DeForest S.E. Spacecraft charging at synchronous orbit. J. Geophys. Res., 1972, Vol. 77. no. 4. pp. 651–659.
2. J.-P. Catani, D. Payan. Electrostatic behavior of materials in a charging space environment. Proc. 9th Int. Symp. On Materials in a Space Environment. Noordwijk: ESA Publ. Division, 2003.
3. Pozhidaev E.D., Saenko V.S., Smirnov I.A., Babkin G.V., Tyutnev A.P. Increase in radiation stability of spacecrafts to influence of the striking electrization factors. Kosmonavtika i raketostroenie - Astronautics and rocket production, 2003, no. 1 (30), pp. 32–35 (in Russian).
4. V. Saenko, A. Tyutnev, A. Abrameshin, G. Belik. Computer Simulations and Experimental Verification of the Nanoconductivity Concept for the Spacecraft Electronics, 14th Spacecraft Charging Technology Conference, 04-08 April 2016, ESA-ESTEC, Noordwijk.
5. E.D. Pozhidaev, V.S. Saenko, A.E. Abrameshin, Simulation and the experimental study of characteristics of the radio engineering nodes executed on PCB with the increased resistance to ESD. - Technologies of electromagnetic compatibility. vol. 56, no.1, pp. 34-40, 2016.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛАСТМАССОВЫХ КОРПУСАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ (КА)

И.И. Агапов, М.А. Афанасьева, С.Ю. Толстикова

Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики

E-mail: agapovilya@rambler.ru

Электризация космических аппаратов — это сложное многофакторное явление. Принимая во внимание его поражающие факторы, которым подвергается КА в течение всего срока активного существования в условиях эксплуатации на высокоэллиптических и геостационарной орбите, в настоящей работе мы рассмотрим актуальный вопрос защиты бортовой радиоэлектронной аппаратуры КА от эффектов внутренней электризации проявляющейся за счет воздействия потока электронов высоких энергий на диэлектрические материалы корпусов полупроводниковых приборов (п/п) и интегральных микросхем (ИМС).

Накопление электронов в диэлектриках пластиковых корпусов п/п приборов и ИМС радиоэлектронной аппаратуры КА, приводит к созданию сильных электрических полей, достаточных для пробоя диэлектрика, который, в свою очередь, сопровождается электромагнитными помехами, способными негативно влиять на близлежащие элементы. Ранее, экспериментально [1] было определено, что такое критическое поле накопленных объемных зарядов в диэлектрике для развития электростатического разряда (ЭСР) составляет 2×10^7 В/м. Такое значение критического поля, необходимого для развития ЭСР, было получено экспериментально, в натуральных условиях и в дальнейшем было распространено и на ЭСР которые могут возникнуть между объемом заряженного диэлектрика корпуса п/п прибора или ИМС и собственно полупроводниковым кристаллом этих активных элементов. Однако, как оказалось, нельзя ограничиться простым переносом критического поля 2×10^7 В/м на возможные ЭСР в полупроводниковых элементах. Дело в том, что кристалл п/п прибора имеет форму параллелепипеда, в котором имеются вершины и ребра, которые служат концентраторами электрического поля. Усиление электрического поля K_{ii} на таких неоднородностях может достигать больших значений и в этом случае критическое поле для возникновения ЭСР должно быть снижено в K_{ii} раз. Данные обстоятельства определяют необходимость серьезного изучения явления возникновения ЭСР на неоднородностях п/п приборов и ИМС как в теоретическом аспекте, так и экспериментальном.

Здесь необходимо отметить, что наиболее опасным фактором при внутренней электризации космических аппаратов является электрический разряд накопленных в корпусе полупроводникового прибора электронов непосредственно в кристалл этого прибора [2]. Если от ЭСР импульсный ток

приходит к полупроводниковому элементу по металлическому проводнику на вывод этого элемента, то его легко снизить до безопасной величины, так как имеется внутренняя защита чипов TVS диодами, которую дополнительно можно дублировать внешними TVS диодами. Рассматриваемый в настоящей работе тип разряда можно предотвратить только полным исключением физической возможности возникновения такого разряда. Ранее [3] было показано, что применение нанопроводящих диэлектриков в электронике не оказывает негативного влияния на работу этой электроники и эффективно предотвращает возникновение ЭСР. В работе [4] также было показано, что, как правило, радиационная электропроводность полимеров не имеет достаточной величины для обеспечения безразрядного функционирования КА на орбите.

Подобного исключения можно добиться путем использования в качестве материала корпусов чипов полимерных диэлектриков, обладающих повышенной темновой проводимостью, которую называют нанопроводимостью ($10^{-9} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) и которая обеспечивает максвелловское время релаксации объемного заряда на уровне менее 1 с.

Нами было проведено компьютерное моделирование объемного заряжения электронами пластмассовых корпусов полупроводниковых приборов в процессе внутренней электризации КА, в сферической геометрии полупроводникового кристалла, покрытого шаровым слоем полимерного диэлектрика с толщиной от 10^{-3} м до 10^{-2} м и с темновой проводимостью этого диэлектрика в диапазоне (10^{-16} - 10^{-9}) $\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$.

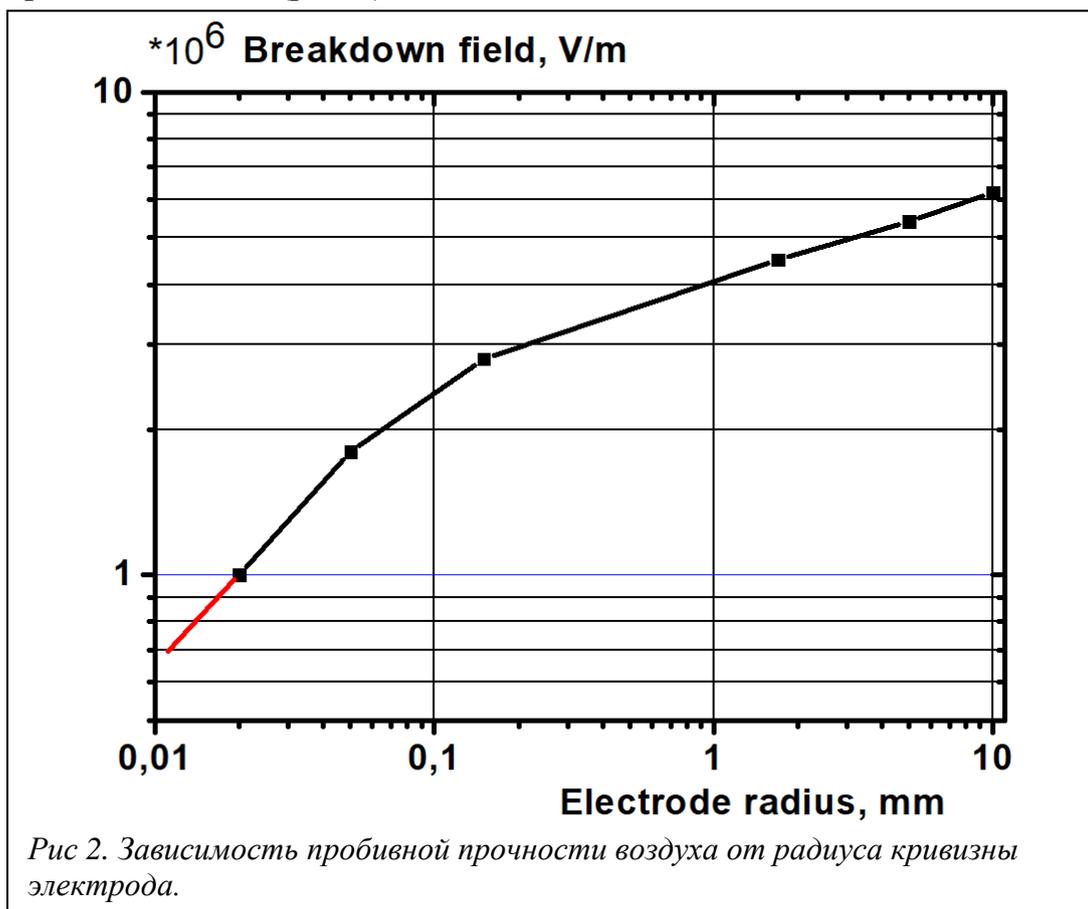


Рис 1. Установка для определения пробивной прочности диэлектрика

Для учета снижения пробивной прочности диэлектрика за счет реальной геометрии кристалла полупроводникового прибора, имеющего форму параллелепипеда с острыми ребрами и вершинами [5], были проведены экспериментальные исследования пробивной прочности воздуха с целью

определения коэффициента усиления электрического поля за счет уменьшения радиуса кривизны электродов от 10^{-2} м до 2×10^{-5} м [6].

Для экспериментального определения коэффициента усиления электрического поля использовалась измерительная установка со сменными сферическими электродами различных радиусов. С ее помощью были определены значения напряжений, при которых происходит пробой диэлектрика. Установка позволяет закрепить сразу несколько сферических электродов различного радиуса и установить требуемую величину толщины диэлектрического слоя (рис.1).



Установка для определения пробивной прочности диэлектрика работает следующим образом. Пилообразно возрастающее напряжение подается на электроды, между которыми установлен испытываемый образец. Разность потенциалов линейно увеличивается в диапазоне от 0 до 25 кВ. В определенный момент такого увеличения происходит пробой диэлектрика с последующим отключением питания установки и фиксацией конечного значения напряжения, которое отображается на цифровом дисплее. Конструктивно, установка состоит из двух компонентов: измерительной ячейки со сменными сферическими электродами различного радиуса (рис. 1) и источника линейно возрастающего напряжения. По результатам 10 измерений значений пробивного напряжения для каждого из 6 видов электродов была определена зависимость пробивного напряжения от радиуса сферического электрода (рис. 2).

| Радиус электрода r , мм | Расстояние между электродами R , мм | Эксперимент. значение пробивного поля $E_{bd} \cdot 10^6$, В/м | Расчетное значение коэфф. усиления поля K_u , отн. единиц (по А.Б. Петрину [7]) | Коэфф. усиления поля K_u , отн. единиц |
|---------------------------|---------------------------------------|---|---|--|
| 0,01 | 1,0 | Экстраполяция 0,62 | 11,4 | 10,0 |
| 0,02 | 1,0 | 1,0 | 8,4 | 6,2 |
| 0,05 | 1,0 | 1,9 | - | 3,26 |
| 0,15 | 1,0 | 2,8 | - | 2,2 |
| 2,0 | 1,0 | 4,6 | - | 1,35 |

Таблица 1. Зависимость коэффициента усиления поля от радиуса кривизны электрода.

На основании проведенного исследования и полученных значений был определен коэффициент усиления поля с учетом кривизны сферического электрода, расстояния между электродами и пробивной прочности диэлектрика. Зависимость коэффициента усиления поля от радиуса кривизны электрода приведена в таблице 1.

На основе полученных экспериментальных и расчетных данных установлено, что на вершине кристалла полупроводникового прибора или интегральной микросхемы электрическое поле может превышать свою величину в однородной конфигурации в 10 раз при радиусе вершины полупроводникового кристалла 10 мкм. Поскольку при внутренней электризации КА одним из критериев возникновения ЭСР является электрическое поле в объеме полимера 2×10^7 В/м, то с учетом коэффициента усиления поля это значение должно быть снижено для п/п приборов в 10 раз до значения 2×10^6 В/м.

1. Г.А. Белик, А.Е. Абрамешин, В.С. Саенко. Внутренняя электризация бортовой радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов. «Технологии ЭМС. 2012.» № 3(42). - С. 5-21.
2. H. Ardebili and M. Pecht, "Encapsulation Technologies for Electronic Applications, Materials and Processes for Electronic Applications Series," Elsevier Press, New York, NY, 2009.
3. V.S. Saenko, A.P. Tyutnev, A.E. Abrameshin, G.A. Belik // Computer Simulations and Experimental Verification of the Nanoconductivity Concept for the Spacecraft Electronics // IEEE Transactions on Plasma Sciences. 2017. Vol. 45. No.8. P. 1843–1846.
4. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev, R.Sh. Ikhsanov. Experimental and Theoretical Studies of Radiation-Induced Conductivity in Spacecraft Polymers // IEEE Transactions on Plasma Sciences. 2015. Vol. 43. No. 9. P. 2915-2924.
5. В. Франц. “Пробой диэлектрика”/ Перевод с немецкого — М.: Издательство ИЛ., 1961 г. — стр. 207.
6. Г.А. Воробьев. “Физика диэлектрика (область сильных полей)”, открытая лекция — Томск: Издательство ТГУ, 1977 г. — стр. 257.
7. A.V. Petrin, Method for the Calculation of the Electric Field near a Paraboloidal Metal Tip above a Conducting Plane // High Temperature, vol.56(2), с 157-161, 2018.

МЕТОДИКА УПРАВЛЕНИЯ МИНИМУМАМИ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

К.И. Конов¹, Мансырев А.М.¹

¹ Национальный исследовательский университет ВШЭ

E-mail: konov.k.i@gmail.com

Введение

В настоящее время одной из актуальных задач радиолокации является осуществление электромагнитной совместимости между радиолокационными станциями, построенными на базе фазированных антенных решеток и различными источниками электромагнитного излучения [1], расположенными в области действия радиолокационной станции [2]. Примером ухудшения развязки может служить воздействие мощного источника электромагнитного излучения, расположенного в некотором отдалении от антенны. При достаточно большой амплитуде излучаемого электромагнитного поля, такой источник может наводить помехи в каналах радиолокационной станции [3], приводящие к снижению ее характеристик [4] в случае, когда она работает в режиме приема. Другим примером недостаточной развязки между антенными системами является ситуация, при которой излучение радиолокационной станции, работающей в режиме передачи оказывает негативное влияние на расположенные вблизи нее электронные средства, нарушая их работу.

Помимо вышеперечисленных существуют условия, при которых радиолокационная система принимает в каналы свой же сигнал, излученный ранее, но отраженный не от цели [2]. Часто отражение происходит от природных объектов и особенностей рельефа местности – гор, лесных массивов. В других случаях отражателями могут выступать техногенные объекты. Например, большие металлические конструкции или выхлопы из сопел реактивных двигателей, что актуально для антенных систем, расположенных в непосредственной близости от пусковых установок.

Решение таких задач требует развития методик адаптивного управления диаграммами направленности антенных систем, построенных на базе фазированных антенных решеток [5], [6], [7].

Рассмотрим схему апертуры линейной активной фазированной антенной решетки, представленную на рис. 1

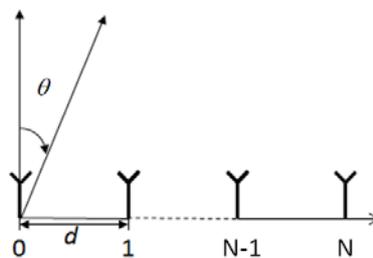


Рисунок 1 - Схема апертуры линейной активной фазированной антенной решетки

. Апертура состоит из N идентичных излучателей, расположенных на

расстоянии d равном половине длины волны [8]. Излучатели активной фазированной антенной решетки имеют одинаковые диаграммы направленности.

Диаграмма направленности рассматриваемой антенной системы задается выражением (1) зависящем от угла наблюдения θ (см. рис. 1), и разностью фаз между соседними излучателями φ [9].

$$F(\theta, \varphi) = F'(\theta, \varphi) f_{\Sigma}(\theta, \varphi). \quad (1)$$

В выражении (1) $F'(\theta, \varphi)$ - нормированная диаграмма направленности единичного излучателя [10], [11], $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ - множитель комбинирования решетки, имеющий физический смысл диаграммы направленности антенной системы, составленной из идеальных всенаправленных излучателей [9].

Множитель комбинирования $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ задается следующим выражением [9]:

$$f_{\Sigma}(\theta, \Delta\Phi) = \frac{\sin[\psi(\theta, \Delta\Phi)]}{\sin\left[\frac{\psi(\theta, \Delta\Phi)}{N}\right]}. \quad (2)$$

Нормированный множитель комбинирования антенной системы, выраженный в дБ, определяется следующим выражением [9]:

$$\overline{f_{\Sigma}}(\theta, 0) = M_0 = 20 \log_{10} \frac{|f_{\Sigma}(\theta, 0)|}{|f_{\Sigma}(0, 0)|}. \quad (3)$$

На рис. 2 приведена зависимость нормированного множителя комбинирования $\overline{f_{\Sigma}}(\theta, 0)$ системы от угла θ . По оси абсцисс отложен угол θ от -90 до 90 градусов. По оси ординат значение $\overline{f_{\Sigma}}(\theta, 0)$ в дБ. Как видно из рис. 2, ширина главного лепестка по уровню половинной мощности 3.1 градуса. Уровень боковых лепестков -13 дБ.

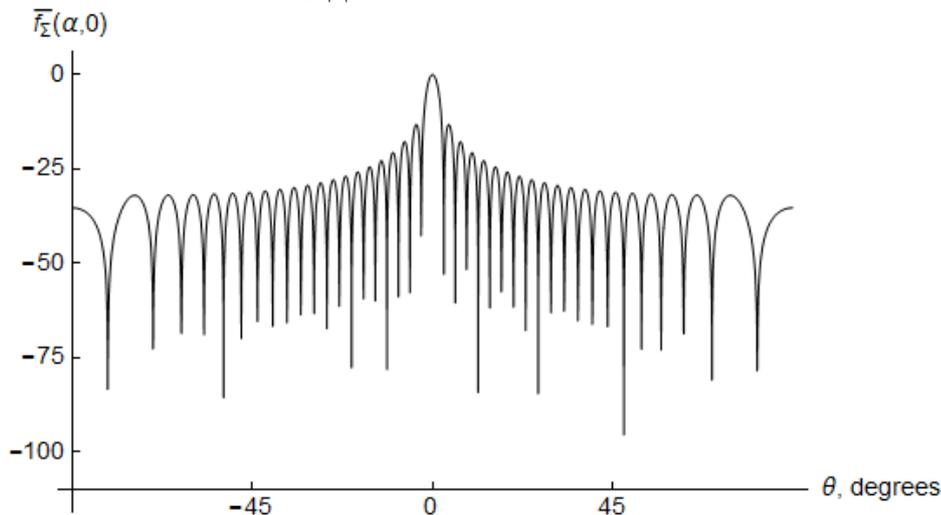


Рисунок 2. Зависимость нормированного множителя комбинирования от угла θ при $\Delta\Phi = 0$

Управление уровнем боковых лепестков диаграммы направленности в заданном направлении

Для уменьшения боковых лепестков диаграммы направленности рассмотрим сумму трех множителей комбинирования системы, один из которых сдвинут на угол $+\beta$ относительно центрального лепестка, а другой сдвинут на угол $-\beta$ относительно главного лепестка. Угол β выбирается как угол, определяющий минимум первого бокового лепестка множителя комбинирования. Сумма множителей комбинирования будет определяться следующим выражением:

$$f_{\Sigma}(\theta) = f_{\Sigma}(\theta, 0) + \chi f_{\Sigma}(\theta, \Delta\Phi_1) + (X - \chi) f_{\Sigma}(\theta, \Delta\Phi_2), \quad (4)$$

где χ и X - коэффициенты парциальных диаграмм, определяющие связь между амплитудами множителей комбинирования системы, $\Delta\Phi_1$ и $\Delta\Phi_2$ - фазовые сдвиги, соответствующие смещению множителей комбинирования на углы $\pm\beta$ [9], [2].

Пусть связь между амплитудами множителей комбинирования определена как:

$$\begin{cases} \chi = 0.5 \\ X = 1 \end{cases} \quad (5)$$

На рис. 3 приведена зависимость рассматриваемых множителей комбинирования от угла θ . По оси абсцисс отложен угол θ от -30 до 30 градусов. По оси ординат значение $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ в дБ. при значении угла θ от -30 до 30 градусов. Расчет проведен с учетом (5).

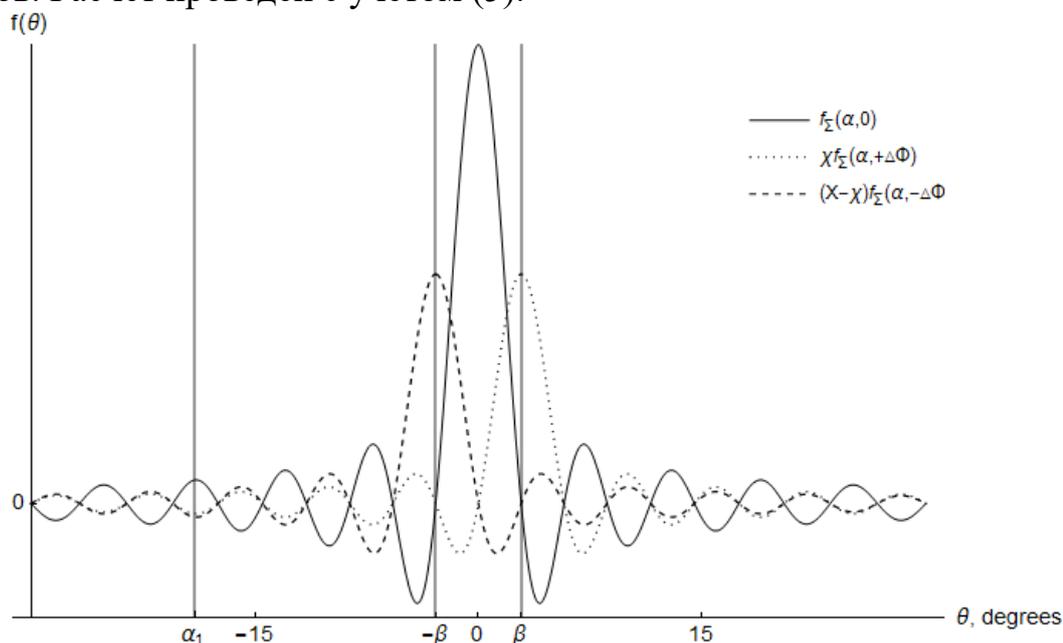


Рисунок 1. Зависимость множителей комбинирования системы $f_{\Sigma}(\theta, 0)$, $\chi f_{\Sigma}(\theta, +\Delta\Phi)$ и $(X - \chi) f_{\Sigma}(\theta, -\Delta\Phi)$ от угла направления излучения θ .

Для установления минимума множителя комбинирования в заданном направлении необходимо подобрать такое значение коэффициента χ при котором выражение (4) будет стремиться к нулю. Отсюда получаем выражение, определяющее зависимость коэффициента χ от угла α_1 , в направлении на который будет сформирован минимум множителя решетки [2]:

$$\chi = \frac{Xf_{\Sigma}(\alpha_1, +\Delta\Phi) + f_{\Sigma}(\alpha_1, 0)}{f_{\Sigma}(\alpha_1, -\Delta\Phi) - f_{\Sigma}(\alpha_1, +\Delta\Phi)}, \quad (5)$$

Подставив коэффициент χ в выражение (4) и совершив преобразование Фурье, можно получить амплитудно-фазовое распределение [4] на входах излучателей рассматриваемой антенной системы [2].

Заключение

В работе приведена методика снижения уровня боковых лепестков ДН в заданном направлении, соответствующем углу Интересной особенностью предложенной методики является возможность получения некоторых стандартных амплитудно-фазовых распределений [9], например, косинус на пьедестале, путем суммирования нескольких диаграмм сдвинутых друг относительно друга.

1. А.С. Годин В.В. Перфильев, К.Н. Климов Численное и экспериментальное исследование характеристик дисконусной антенны скелетного типа // Антенны, № 8, с. 30-37, 2012.
2. К.И. Конов, Е.С. Степанов, А.С. Годин Использование метода парциальных диаграмм для снижения уровня ДН в заданном направлении // Электроника и микроэлектроника СВЧ, т. 1, № 1, с. 534-538, 2019.
3. К.И. Конов, А.А. Боловин. Оценка погрешности численного электродинамического моделирования симметричных устройств в программном комплексе ANSOFT HFSS // Проблемы СВЧ электроники, т. 2, № 1, с. 138-141, 2015.
4. Е.С. Степанов В.В. Перфильев, К.И. Конов Измерение характеристик фазированной антенной решетки с использованием автоматизированного измерительно-вычислительного комплекса // Электроника и микроэлектроника СВЧ, т. 1, № 1, с. 519-523, 2019.
5. Н. Амитей В. Галиндо, Ч. Ву Теория и анализ фазированных антенных решеток, Москва : Мир, 1974.
6. К.Н. Климов, К.И. Конов, М.С. Мацаян. Моделирование ДОС наземного радиозапросчика, Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015.
7. К.И. Конов. Двукратное расширение главного лепестка диаграммы направленности линейной антенной решетки фазовым методом // Материалы конференции: Инновационные, информационные и коммуникационные технологии, Москва: 2016.
8. Г.Т. Марков Д.М. Сазонов, Антенны, Москва: Энергия, 1975.
9. Д.А. Дупленков, И.В. Володина Антенны. Простые излучатели. Решетки., Москва: Издательство МЭИ, 2002.
10. А.С. Годин Е.И. Степанов, М.С. Мацаян, К.Н. Климов. Электрически малые излучатели для перспективных систем РЛС // Проблемы СВЧ электроники, т. 1, № 3, с. 74-78, 2017.
11. А.С. Годин, В.В. Перфильев, А.Д. Дризе, К.И. Конов. Использование импедансногласованных материалов для увеличения рабочей длины волны излучателей // Вестник воздушно-космической обороны, т. 1, с. 56-61, 2017.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТА ТЕНИ СОЛНЦА В ПОТОКЕ АТМОСФЕРНЫХ МЮОНОВ С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА ANTARES

А.Н. Романов¹, Т. Chiarusi², V. Kulikovskiy³, M. Sanguineti³, F. Versari²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова;

²INFN - Sezione di Bologna;

³INFN - Sezione di Genova

E-mail: romanov.andrey.96@gmail.com

Глубоководный нейтринный телескоп ANTARES в настоящее время работает более 10 лет [1]. Основная цель телескопа - обнаружение точечных источников нейтрино, поэтому очень важно правильно оценить угловую разрешающую способность детектора. Один из методов оценки углового разрешения основан на обнаружении, так называемой, «тени Солнца». Поток атмосферных мюонов, регистрируемых детектором, является, в среднем, изотропным. Однако, имеется дефицит в потоке мюонов со стороны Солнца. Это связано с поглощением звездой части первичных космических частиц, рождающих вторичные атмосферные мюоны. Оценка величины этого дефицита в потоке позволяет оценить разрешающую способность нейтринного телескопа и, таким образом, является способом калибровки детектора. Подобный анализ выполнялся ранее в различных экспериментах, таких как: CYGNUS [2], TIBET [3], CASA [4], MACRO [5], SOUDAN [6], ARGO [7] и IceCube [8].

Качество реконструкции трека частицы характеризуется параметром Λ . Также, вычисляется угловая ошибка восстановленного трека мюона β [9]. Два этих параметра, Λ и β , являются стандартными параметрами "среза" данных, используемыми при поиске источников астрофизических нейтрино и других анализах, проводимых в рамках эксперимента ANTARES. Для оптимизации ограничений на параметры качества восстановленных треков было проведено Монте Карло (МК) моделирование. Моделирование основано на генерации мюонов на уровне расположения детектора с помощью кода MUPAGE [10]. Оно включает в себя распространение мюонов в объеме детектора, излучение ими черенковского света, распространение света на оптические модули и оцифрованный отклик ФЭУ (фотоэлектронный умножитель). Полученные треки мюонов затем реконструируются аналогично тому, как это производится для реальных данных.

Оптимизации ограничений на Λ и β основана на методе проверки статистических гипотез. В данном случае, нулевая гипотеза H_0 соответствует отсутствию эффекта тени Солнца, а гипотеза H_1 соответствует наличию эффекта тени в моделируемых данных. Оптимизация достигается путем максимизации различия между H_0 и H_1 . Гипотезе H_0 соответствуют МК данные, содержащие эффект тени, который получается путем удаления всех мюонов, генерируемых в солнечном диске с угловым радиусом равным 0.26° . Гипотезе

H_1 соответствуют МК данные, в которые этот эффект не вносится. Затем, статистические гипотезы строятся для различных наборов ограничений на Λ и β . На рис. 1 показана зависимость между статистической значимостью и ограничениями на параметры. Наиболее оптимальные значение: $\Lambda > -6.08$ и $\beta < 1^\circ$. Значение ожидаемой статистической значимости составляет 2.9σ .

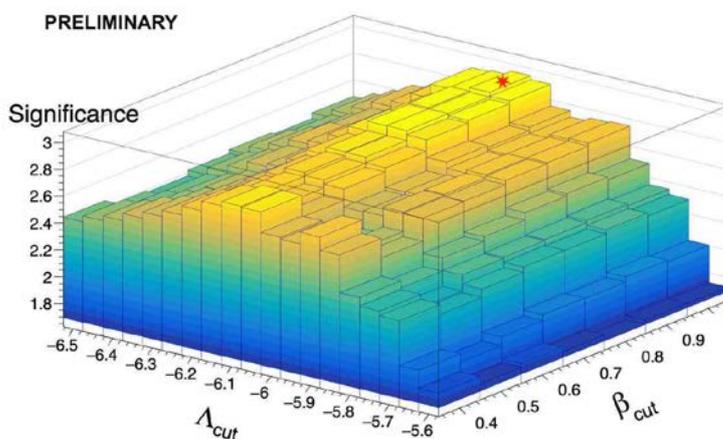


Рис. 1: Статистическая значимость обнаружения эффекта тени Солнца в период с 2008 по 2015 гг. на основе Монте Карло моделирования в зависимости от Λ и β .

Для обнаружения дефицита в потоке мюонов была найдена зависимость плотности мюонов (их количества на единицу телесного угла) от углового расстояния до центра Солнца (угла δ между направлением на Солнце и направлением трека мюона). На Рис. 2 представлена соответствующая гистограмма. Угловое расстояние разбивалось на порции (бины; от англ. «bin» – интервал статистической гистограммы) от 0° до 10° . Для телесных углов, соответствующих каждому последующему бину (они имеют форму конусовидных слоев), вычислялось количество мюонов, прилетевших с направлений, содержащихся в этих телесных углах. Далее считалось отношение этого количества к соответствующему телесному углу. Зависимость плотности мюонов от углового расстояния показывает, что имеет место их недостаток с направлений, которые соответствуют области текущего расположения Солнца. Угловая разрешающая способность находилась путем аппроксимации полученной зависимости следующей функцией [6]:

$$\frac{dN}{d\delta^2} = k \left(1 - \frac{R_{Sun}^2}{2\sigma_{res}^2} e^{-\frac{\delta^2}{2\sigma_{res}^2}} \right)$$

где k - средняя плотность мюонов в случае отсутствия тени Солнца, R_{Sun} – угловой радиус Солнца (0.26°), σ_{res} - угловая разрешающая способность

детектора. В результате аппроксимации было получено следующее значение угловой разрешающей способности: $\sigma_{res} = 0.99^\circ \pm 0.34^\circ$.

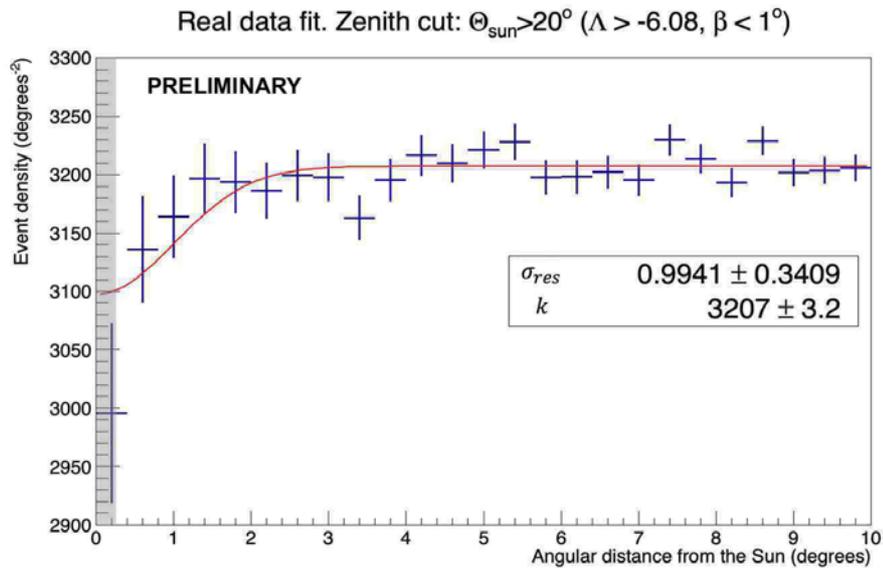


Рис. 3: Распределение плотности мюонов как функция углового расстояния δ от центра Солнца на основе данных, собранных в период с 2008 по 2015 гг. Затененная область соответствует угловому радиусу Солнца (0.26°).

- [1] M. Ageron et al. (ANTARES Coll.), Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A656, 11-38 (2011)
- [2] D.E. Alexandreas et al., Phy. Rev., D43:1735-1738 (1991)
- [3] M. Amenomori et al., Phys. Rev., D47:2675-2681 (1993).
- [4] A. Borione et al. , Phys. Rev., D49:1171-1177 (1994).
- [5] M. Ambrosio et al., Phys. Rev., D59:012003 (1999).
- [6] H. Cobbs et al. , Phys. Rev., D61:092002 (2000).
- [7] ARGO-YBJ Collaboration, Phys. Rev., D.84:022003 (2011).
- [8] ICECUBE collaboration, The Astrophysical Journal 872.2 (2019): 133.
- [9] A. Albert et al. Phys. Rev. D 96, 082001 (2017)
- [10] G. Carminati, A. Margiotta, M. Spurio, Comput. Phys. Commun. 179, 915–923 (2008)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОЗДУШНЫХ ПОЛОСТЕЙ МЕЖДУ БОЛЮСОМ И ФАНТОМОМ НА ПОВЕРХНОСТНУЮ ДОЗУ

А.И. Поподько, А.П. Черняев

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

E-mail: popodjko.aleksey@physics.msu.ru

В дистанционной лучевой терапии с применением линейных ускорителей в подавляющем большинстве случаев используются пучки фотонов энергий 6 и 10 МэВ. Из взаимодействия ионизирующего излучения с веществом известно, что для таких пучков максимум дозы располагается в нескольких сантиметрах от поверхности облучения (build-up) на глубине максимума дозы, которая растет с увеличением энергии [1]. Тем не менее, часто бывает необходимо облучать опухоли, близко расположенные к коже. Это относится к случаям рака головы-шеи, молочной железы и конечностей [2,3]. В таких случаях используется слой тканеэквивалентного материала (болюса), располагаемого на коже пациента. Присутствие болюса эффективно сдвигает кривую глубинного распределения дозы таким образом, что максимум дозы приходится на желаемую область облучения.

Тем не менее, при использовании болюса могут возникать ошибки в укладке пациента. Например, излишнее натяжение болюса приведет к уменьшению его толщины, и образованию воздушных полостей между ним и кожей пациента. Изменения такого рода могут оказать влияние на желаемое распределение дозы, что может отрицательно сказаться на процессе и результате лечения пациента.

Цель данной работы заключается в оценке эффектов, оказываемых на поверхностное распределение дозы, при возникновении воздушных полостей между болюсом и кожей пациента при осуществлении дистанционной лучевой терапии с использованием энергий фотонов 6 и 10 МэВ. К моменту написания данной работы, существовало три экспериментальных исследования, которые напрямую касаются данной проблемы [4-6]. Во всех работах показано снижение поверхностной дозы при наличии воздушной полости между болюсом и кожей относительно её значения при плотном контакте тканеэквивалентного материала и поверхности фантома. В каждом исследовании было показано наибольшее падение поверхностной дозы для полей меньше $10 \times 10 \text{ см}^2$, наименьшей используемой энергии фотонов – 6 МэВ и больших размеров полостей.

Хотя эффекты при возникновении воздушной полости были довольно широко рассмотрены в перечисленных выше работах, следует отметить, что в связи с развитием лучевой терапии и дозиметрии, достаточно сильно продвинулись вперед их технические возможности, по сравнению со временем написания перечисленных выше работ. Кроме того, в перечисленных работах не были рассмотрены формы полостей близкие к реальным, то есть небольших продольных размеров.

В настоящей работе рассматривается влияние воздушных полостей с линейными размерами 2, 5, 7 и 10 мм между болюсом и водным фантомом на поверхностную дозу для тормозных пучков фотонов с максимальными энергиями 6 и 10 МэВ. В качестве болюса нами использовались пластины из “твердой воды” 30x30 см² и толщиной 1 см для устранения лишней неопределенности из-за пластичности реального болюса и удобства установки. Водный фантом IBA Dosimetry WP1D Phantom с линейными размерами 34x40x35 см³ наполнялся водой до отметки в 30 см. Воздушная полость имитировалась посредством установки пластины из твердой воды над поверхностью воды как показано на рисунке 1а. Для измерений в работе использовалась диодная камера Sun Nuclear EDGE Detector и камера IBA Dosimetry CC13 для сравнения показаний с диодной камерой. Значения с камеры снимались при помощи электрметра IBA Dosimetry Dose 1.

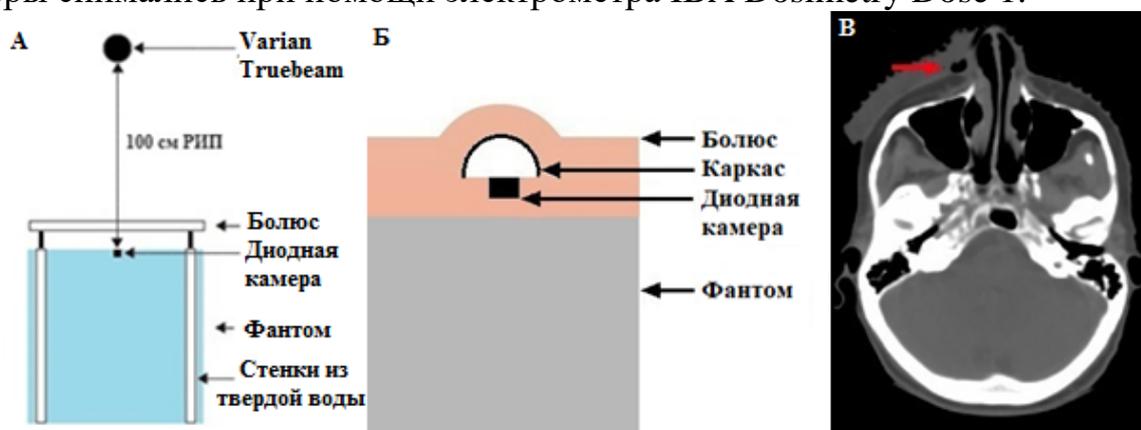


Рис. 1. А - Принципиальная схема установки; Б - Схема расположения диодной камеры и сферической полости; В пример образования воздушной полости между болюсом и кожей пациента.

Кроме того, нами были рассмотрены полусферические воздушные полости с радиусами 2, 5, 7 и 10 мм, что позволило максимально приблизиться к реалистичной клинической ситуации (рис. 1Б, В).

В качестве источника излучения использовался медицинский линейный ускоритель электронов Varian Truebeam в режиме номинальных энергий фотонов 6 и 10 МэВ. Были рассмотрены следующие размеры полей 5x5, 10x10, 15x15 и 10x20 см². Расстояние источник-поверхность фантома – 100 см. Ионизационная камера располагалась в изоцентре. Для каждого измерения отпускалась доза в 100 мониторных единиц, которые составляют 1 Грей на глубине максимума дозы для каждой энергии.

Все полученные результаты были нормированы на референсное значение дозы на поверхности фантома при отсутствии полости, то есть при расстоянии болюс – поверхность равно нулю. Изменение дозы при увеличении расстояния болюс-поверхность рассчитывалось следующим образом:

$$\text{Изменение дозы} = \frac{D_0 - D_x}{D_0} \quad (1)$$

где D_0 – измеренная доза при отсутствии полости, D_x – измеренная доза при расстоянии болюс-поверхность равно x . Также, были построены аппроксимационные кривые, которые задавались полиномами второй степени.

В результате проведенного исследования было показано согласие между полученными результатами и экспериментами в работах [4-6].

Изменение поверхностной дозы с увеличением толщины воздушной полости для всех размеров полей для нормально падающих пучков фотонов энергии 6 и 10 МэВ представлены на рис. 3. Полости толщиной 2 мм практически не оказывают никакого влияния на поверхностную дозу для всех размеров полей. Для полей 5x5 см² и 10x10 см² наблюдается ярко выраженная зависимость поверхностной дозы от толщины воздушной прослойки. Для первого размера поля разница в дозе достигает 8,1 % в случае энергии 6 МэВ и 8,5 % -10 МэВ соответственно при толщине в 1 см, а для второго – 3,6 % и 5,4 % для аналогичных случаев. Тогда как для полей больше 10x10 см² она достигает 1,8-2,0 %, в зависимости от поля в случае энергии 6 МэВ, и 2,5-3,9 % в случае энергии 10 МэВ.

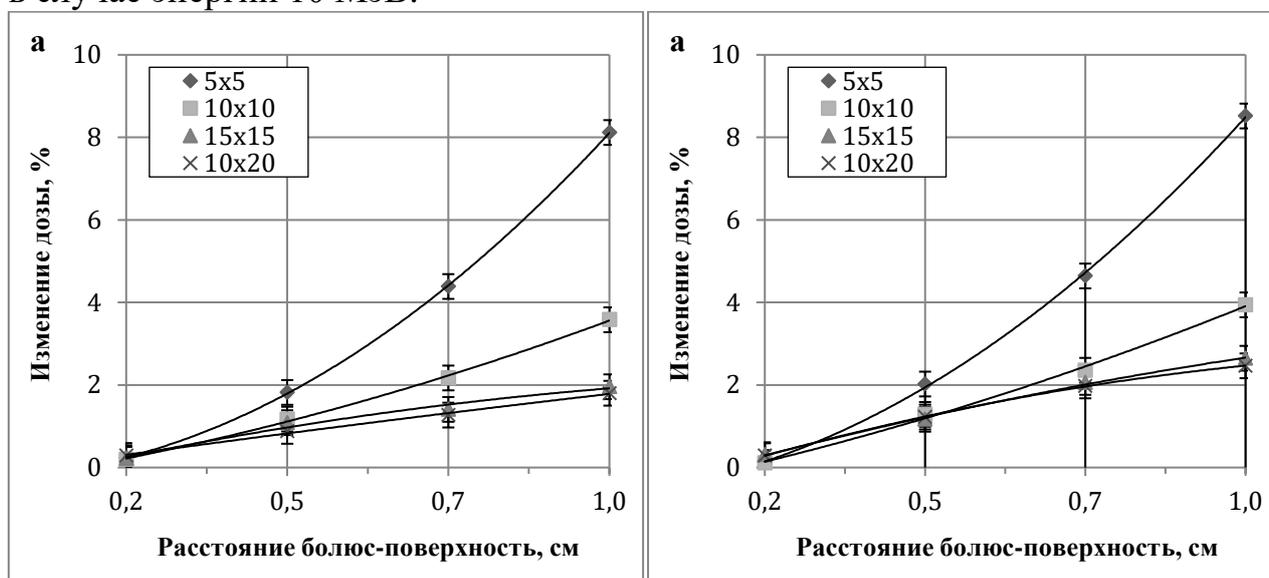


Рис. 3. Зависимость изменения дозы от толщины плоской полости для полей 5x5, 10x10, 15x15 и 10x20 см² пучков фотонов энергии 6 МэВ – а, 10 МэВ - б

В связи с тем, что диодная камера не может быть описана с помощью теории Брэгга-Грея, в данной работе дополнительно были проведены измерения с использованием ионизационной камеры IVA Dosimetry CC13, рекомендованной МАГАТЭ [7]. Нами была рассмотрена разница соответствующих относительных показаний диодной и ионизационной камеры, рассчитанная по следующей формуле:

$$D_{\text{разн.}} = D_{\text{отн. диод.}} - D_{\text{отн. иониз.}} \quad (2)$$

где $D_{\text{разн.}}$ – разница относительных показаний камер, $D_{\text{отн. диод.}}$ – относительные показания диодной камеры, $D_{\text{отн. иониз.}}$ – относительные показания ионизационной камеры. Разница показаний между диодной и ионизационной камерами в среднем составила 0.5% для всех рассматриваемых энергий, размеров полей и двух толщинах полостей – 5 и 10 мм (таблица 1). Так как измерения проводились на поверхности, такое различие может быть связано с особенностями конструкции и работы камер. Тем не менее, полученные

результаты позволяют использовать диодную камеру для относительных измерений в аналогичных условиях.

Таблица 1

Разница показаний между диодной и ионизационной камерами в процентах для энергий фотонов 6, 10 МэВ

| Толщина полости, см | 6 МэВ | | | 10 МэВ | | |
|---------------------|------------------------------|-------|-------|------------------------------|-------|-------|
| | Размер поля, см ² | | | Размер поля, см ² | | |
| | 5x5 | 10x10 | 15x15 | 5x5 | 10x10 | 15x15 |
| 0,5 | 0,53 | 0,35 | 0,37 | 0,60 | 0,50 | 0,43 |
| 1 | 0,46 | 0,45 | 0,36 | 0,57 | 0,46 | 0,49 |

В случае полусферических воздушных полостей снижение дозы было менее значимым по сравнению со случаем полости без продольных ограничений. Самая большая разница в дозе достигает 3,1-4,3 % в зависимости от энергии для поля 5x5 см² и полости радиусом 1 см. Для нормально падающего пучка фотонов энергии 6 МэВ и поля 5x5 см² разница в дозе достигает 3,1 при толщине в 1 см. Тогда как для полей больше 5x5 см² она достигает 2,3-2,7 %, в зависимости от поля. При энергии пучка фотонов 10 МэВ и аналогичному радиусу полости для поля 5x5 см² значения составили 3,6 %, для полей больше 5x5 см² она составила 2,8-3,3 % в зависимости от размеров поля. Полученные результаты представлены на рис.4.

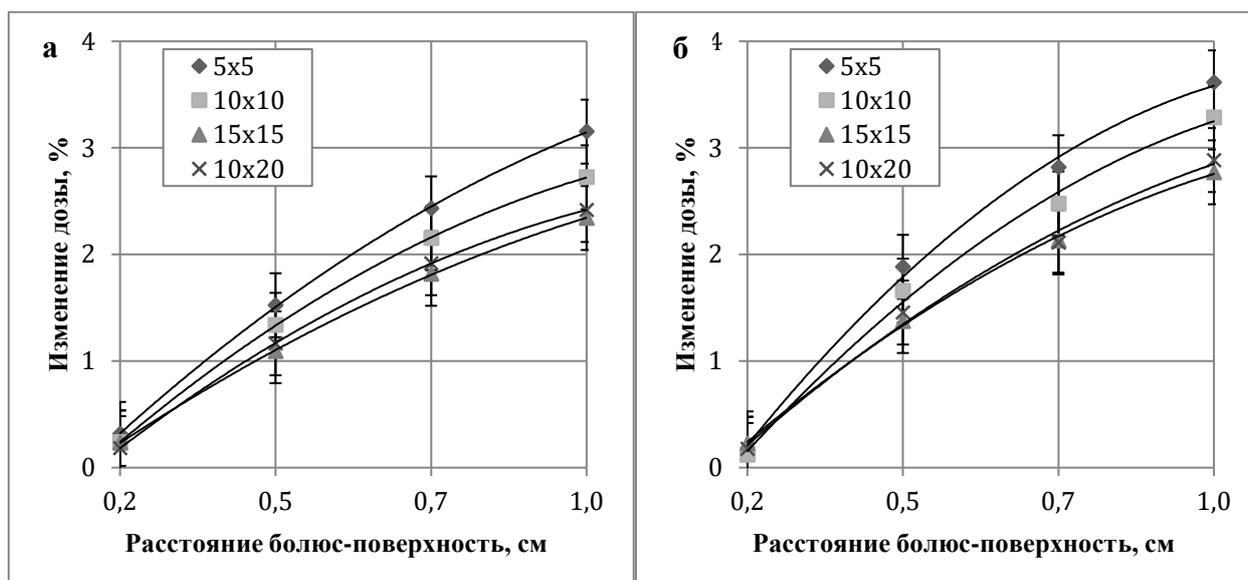


Рис. 4. Зависимость изменения дозы от величины радиуса полусферической полости для полей 5x5, 10x10, 15x15 и 10x20 см² пучков фотонов энергии 6 МэВ – а, 10 МэВ - б

Снижение дозы при возникновении и увеличении воздушной полости между болюсом и поверхностью фантома связано в первую очередь с тормозным спектром исследуемых пучков фотонов. Помимо этого, определенное влияние оказывают вторичные частицы низкой энергии, образующиеся в результате рассеяния первичных фотонов на различных элементах, расположенных внутри коллиматора аппарата. Частицы, не обладающие достаточной энергией для прохождения болюса и достижения поверхности фантома, будут либо полностью поглощаться в болюсе, либо

порождать вторичные частицы, которые, в свою очередь, могут рассеиваться в воздушной полости, тем самым, уменьшая вклад в поверхностную дозу.

Падение дозы для пучка фотонов с энергией 10 МэВ слегка выше, чем для энергии 6 МэВ, примерно на 1,0-1,5 %. Это связано с формой тормозного спектра, так как для большей максимальной энергии образуется больше частиц в низкоэнергетической части спектра. Для небольших полей, до 10x10 см², воздушная полость оказывает существенно большее влияние на поверхностную дозу, нежели чем для больших, что связано с рассеянием первичных фотонов на стенках шторок коллиматора.

Рассмотренные воздушные полости могут оказать значимое влияние на распределение дозы в различных случаях, например, небольших метастазов, расположенных вблизи поверхности тела пациента, или других небольших объемов облучения в области груди или головы-шеи на финальных этапах. В случае полостей небольших размеров, рассмотренных в данном исследовании, поверхностная доза в определенных участках облучаемого объема пациента в самом худшем случае может быть ниже на 3-4 % дозы в отсутствие полости. Для широких полостей большого объема, снижение дозы может достигать 8-10 %. Такие значения снижения дозы сравнимы с допусками на неравномерность распределения дозы. Согласно докладу Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям №50 и 62, неравномерность распределения дозы в мишени должна поддерживаться в пределах +7 % и -5 % от предписанной дозы [8]. Таким образом, следует уделять особое внимание воздушным полостям во время укладки непосредственно перед лечением пациента.

1. Khan F.M., Gerbi B.J. Treatment Planning in Radiation Oncology. – Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins. 5 ed. 2014.
2. Monti, A., Brambilla M.G., Sarno L., et al. Bolus in VMAT breast treatment // Physica Medica: European Journal of Medical Physics. 2016. Vol. 32. P. 45. DOI: 10.1016/j.ejmp.2016.01.157.
3. Kempta J., Ostapiak O. An evaluation of bolus placement and its effect on the dose distribution of patients receiving radiotherapy for head and neck cancers // J Med Imaging Radiat Oncol. 2015. Vol. 47. P.3. DOI: 10.1016/j.jmir.2015.12.010.
4. Butson M.J., Cheung T., Yu P., Metcalfe P. Effects on skin dose from unwanted air gaps under bolus in photon beam radiotherapy // Radiat Meas. 2000. Vol. 32. No. 3. P. 201-204. DOI: 10.1016/S1350-4487(99)00276-0.
5. Khan Y., Villarreal-Barajas J.E., Udowicz M. Clinical and dosimetric implications of air gaps between bolus and skin surface during radiation therapy // J. Cancer Ther. 2013. Vol. 4. No 7. P. 1251-1255. DOI: 10.4236/jct.2013.47147
6. Sroka M., Reguła J., Łobodziec W. The influence of the bolus-surface distance on the dose distribution in the build-up region // Rep Pract Oncol. 2010. Vol. 15. No 6. P. 161-164. DOI: 10.1016/j.rpor.2010.09.003.
7. Andreo P., Burns D.T., Hohlfield K., et al. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. Technical Report Series No. 398. IAEA. 2006.
8. T. Landberg J., Chavaudra J., Dobbs., et al. Prescribing, Recording, and Reporting Photon Beam Therapy (Report 50). J ICRU. 1993. Vol. 26. Issue 1. DOI: 10.1093/jicru/os26.1.Report50.

ПРОЕКТ РАСШИРЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНОСТИ СИСТЕМ ПЛАНИРОВАНИЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ МРТ ДИФФУЗИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ.

К.А. Уразова ¹, А.П. Черняев ², Г.Е. Горлачев ³, А.В. Голанов ¹

¹ФГАУ "НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко" Министерства здравоохранения РФ, Москва; ²ФГБОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Москва; ³ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина» Минздрава России, Москва.

E-mail: kurazova@nsi.ru

Диффузионная тензорная томография (ДТТ) стала широко используемой методикой исследования структуры и функций мозга, поскольку она позволяет проводить измерения ориентации волокон белого вещества в режиме *in vivo* [1, 2]. ДТТ представляет собой технику магнитно-резонансной томографии (МРТ), способную создавать количественные карты микроскопических смещений молекул воды, которые происходят в биологических тканях за счёт физической диффузии. Анизотропия диффузии указывает на наличие внутри ткани каких-либо упорядоченных в пространстве микроструктур, ограничивающих движение воды, и тем самым задающих направление диффузии.

Применительно к тканям головного мозга данная методика может предоставить информацию, необходимую для создания карт проводящих путей белого вещества – трактографии, представляющую собой сложный процесс, включающий множество этапов (моделирование локальной ориентации волокна, интерполяция, интеграция/распространение, выбор начальной точки, создание маски мозга, критерии остановки и т.д.), каждый из которых несет в себе потенциальные ошибки. Поскольку эти ошибки имеют тенденцию накапливаться, необходимо постоянно совершенствовать каждый из этих шагов. Даже с использованием новейших и самых лучших томографов, моделей диффузии и алгоритмов отслеживания волокон и радиомический анализ всё еще ограничены в плане количественной оценки и биологической интерпретации.

Основной целью данного проекта является разработка эффективных методик обработки диффузионных данных и построения трактов белого вещества головного мозга, а также реализация комплекса программ для внедрения в рутинное планирование лучевой терапии.

Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

1. Реализовать функционал, позволяющий кластеризовать патологию через выделение областей с изменённой функциональностью (на основе показателей диффузии (ИКД - измеряемый коэффициент диффузии, ФА – фракционная анизотропия, средняя диффузия и т.д.)), дополняющих и уточняющих объёмы морфологических изменений, по множеству серий.

2. Создать алгоритм обработки диффузионных исследований с целью их дальнейшего анализа инструментами радиомики, статистики и т.д. Данный инструмент позволит неинвазивно определять степень злокачественности опухоли [3]; производить расчёт функциональных карт диффузии; автоматически сегментировать опухоли по множеству серий МР-изображений для индивидуализации клинического объема облучения

3. Визуализировать тракты белого вещества головного мозга и вероятностные карты, описывающие архитектуру нейрональных связей головного мозга.

4. Имплементировать инструменты работы с диффузионными данными в систему планирования.

5. Апробировать инструменты на группе пациентов с глиобластомами и функциональными патологиями.

6. Разработать проект методологии применения диффузии в практической лучевой терапии для рассмотрения и принятия в профессиональном сообществе лучевой терапии.

Материалы и методы:

В качестве измерительной установки в данной работе используется МРТ томограф GE SignaHDxt 3.0T, установленный в отделении рентгеновских и радиоизотопных методов диагностики НМИЦ нейрохирургии им. академика Н.Н. Бурденко Минздрава РФ. Диффузионные данные были измерены с $TR = 9900$ мс, $TE = 106$ мс и $b = 1000$ мм²/с. Данные о диффузии были получены в 60 направлениях, всего было получено 61 объемов (60 направлений + один невзвешенный объем). Каждый объем представляет собой 60 срезов с толщиной среза 2.2 мм с расстоянием между срезами 2.42 мм и размерами вокселя 1.76 x 1.76 мм², с размерами матрицы 128 x 128.

Непосредственное написание кода происходит при помощи платформы Visual Studio 2013 Community Edition. В процессе работы активно использовалась система контроля версий кода TFS, тесно работающая с вышеупомянутой платформой.

Промежуточные результаты:

В ходе работы была визуализирована геометрическая интерпретация тензора диффузии (рисунок 1), которая наглядно демонстрирует основные принципы диффузионно-тензорной модели. На рисунке 1 показан объем мозга, каждый воксел которого представляет собой эллипсоид. При построении был использован порог фракционной анизотропии (ФА) > 0.35 , значение которого выбрано для того, чтобы отобразить области, в которых проходят наиболее крупные пучки трактов. Синий цвет имеют структуры, в которых главное направление диффузии находится, согласно введенным в анатомии человека направлениям, в краниальном или каудальном направлениях, аналогично зеленый цвет имеют структуры, в которых главное направление диффузии расположено в вентральном или дорсальном направлении и красный, если в направлении слева на право. Важным является то, что эллипсоиды очень четко повторяют такие основные структуры как мозолистое тело (красные

эллипсоиды в центре всех изображений) и кортикоспинальный тракт (преимущественно синие эллипсоиды во всех изображениях).

Далее по полученным тензорам диффузии в каждом вокселе при помощи алгоритма FACT были построены тракты, показанные на рисунке 2. Цветовая раскраска такая же, как и на рисунке 1, только теперь каждый кусочек тракта имеет цвет, получаемый смешением красного, зеленого и синего, которые, в свою очередь, получают аналогично.

Далее были получены карты фракционной анизотропии и измеряемого коэффициента диффузии, при помощи которых можно оценивать параметры ткани с позиций радиомики (например, степень злокачественности опухоли, функционального картирования), а также использовать их на ряду с другими модальностями для сегментации образования.

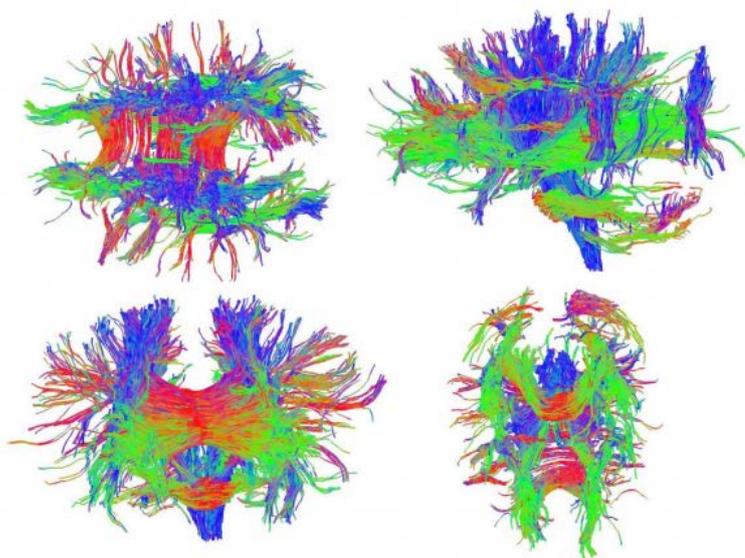


Рисунок 1 - Тракты головного мозга

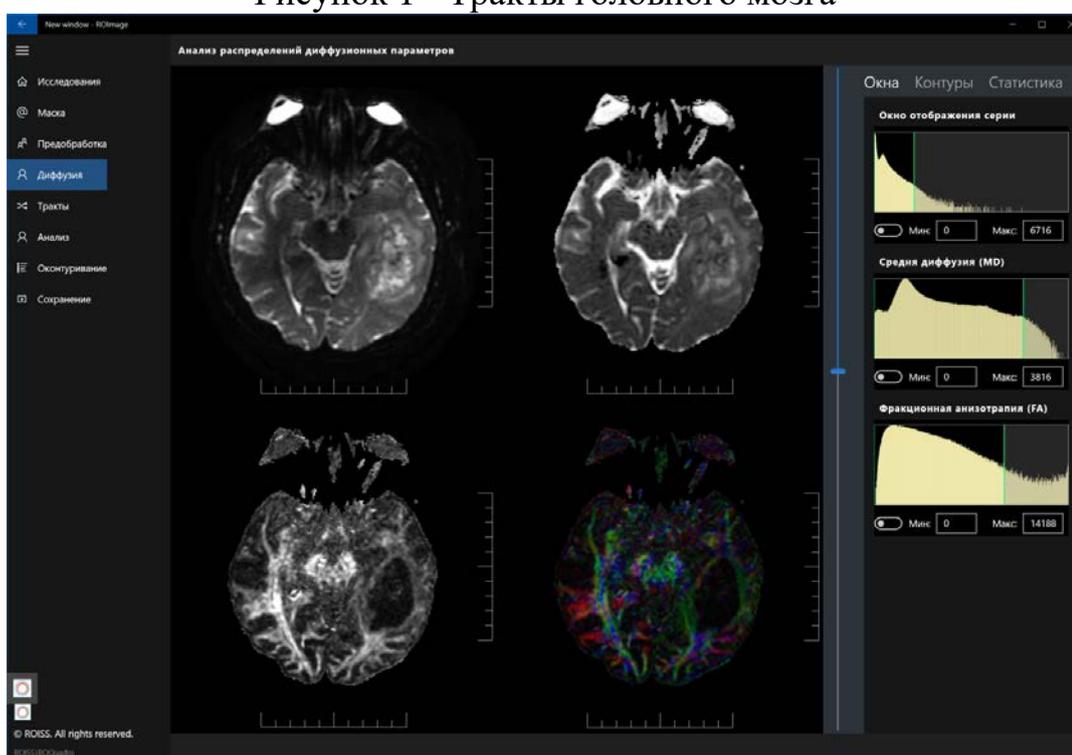


Рисунок 2 - Карты ФА (справа внизу) и ИКД (справа сверху).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диффузионная магнитно-резонансная томография позволила визуализировать многие крупные структуры белого вещества, которые не могли быть получены никаким другим методом визуализации *in vivo*, и чья практическая необходимость очевидна в области нейрохирургии и стереотаксической радиохирургии. Однако когда дело доходит до количественной оценки связей головного мозга и реализации коннектомики, мы оказываемся в нетривиальной ситуации. Карты хорошо оценивают процессы диффузии в головном мозге и могут помочь оценить некоторые параметры ткани. Однако диффузионно-тензорная модель неспособна адекватно отразить случаи пересекающихся, соприкасающихся и сливающихся волокон. Актуальными остаются следующие проблемы трактографии: 1) высокая вероятность появления ложноположительных волокон; 2) невозможность нахождения различия и, как следствие, достоверного отображения пересекающихся, соприкасающихся и сливающихся волокон; 3) отсутствие воспроизводимости результата, зависимость от пользователя; 4) невозможность отображения трактов небольшой длины; 5) некомпетентность алгоритмов при работе с патологиями.

Список литературы:

1. P. J. Basser, J. Mattiello, and D. Le Bihan. MR diffusion tensor spectroscopy and imaging. *Biophysical journal*, 66(1): 259–67, 1994.
2. P. J. Basser, J. Mattiello, and D. Le Bihan. Estimation of the effective selfdiffusion tensor from the NMR spin echo. *Journal of magnetic resonance Series B*, 103(3):247–254, 1994.
3. K.M. Schmainda Diffusion-weighted MRI as a biomarker for treatment response in glioma. *CNS Oncology*. 2012. 1, N 2. P. 169–180.

ВЫЯВЛЕНИЕ ОШИБОК РАБОТЫ МНОГОЛЕПЕСТКОВОГО КОЛЛИМАТОРА АППАРАТА ТОМОТHERAPY

Д.А. Товмасын^{1,2}, А.А. Логинова², А.П. Черняев¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова; ²НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева

E-mail: da.tovmasyan@physics.msu.ru

Гарантия качества (ГК) в лучевой терапии – это запланированные и систематические действия, необходимые для обеспечения высокого качества всего процесса лечения, включающие в себя контроль качества оборудования, контроль качества отпуска дозы пациентам, контроль процесса сопровождения пациента через отделение лучевой терапии, а также обеспечение специалистов руководящими правилами по ее практической реализации. В некоторых европейских странах существуют правовые аспекты, основанные на директиве 97/43 EURATOM о независимых процедурах обеспечения качества [1]. Как было предложено ESTRO в 2008 году [2], "верификация для пациента должна быть как можно более простой, потому что время, затраченное на ГК, пропорциональны количеству пациентов. С другой стороны, она должна быть достаточно обширна, чтобы иметь возможность обнаруживать ошибки и проблемы". При этом в цепочке гарантии качества одним из важнейших этапов является контроль качества используемого оборудования.

В аппарате Tomotherapy в направлении X пучок модулируется бинарным многолепестковым коллиматором (МЛК), лепестки которого переходят между открытым и закрытым состояниями. Каждый лепесток шириной 6,25 мм проецируется в изоцентр для максимально возможной длины открытого бокового поля размером 40 см. Система не включает в себя физический выравнивающий фильтр. Следовательно, мощность дозы увеличивается, что сокращает время лечения, а первичный флюенс, исходящий из головки ускорителя имеет максимум до тех пор, пока он не будет модулирован МЛК.

Существует несколько проблем для проведения тестов гарантии качества для МЛК в аппарате Tomotherapy. Во-первых, МЛК бинарный, это значит, что лепестки в процессе лечения либо открыты, либо закрыты. Существующие тесты по ГК, такие как тест на позиционирование и скорость МЛК, по большей части разработаны для электроприводных МЛК. Данные тесты могут оказаться неподходящими для бинарного МЛК. Во-вторых, Tomotherapy имеет свои дозиметрические характеристики. Вследствие отсутствия выравнивающего фильтра, поле облучения имеет конусную форму в латеральном профиле и прямоугольный размер поля (узкий в одном направлении (в плоскости) и широкий в другом направлении (поперек плоскости), например, 5x40 см²). Эта уникальная геометрия машины требует новых процедур ГК для МЛК. В-третьих, в противовес МЛК из других машин, МЛК Tomotherapy включен в установку. Машина не снабжена световым полем, позволяющим визуализировать размер поля. Отсутствие светового поля затрудняет разработку некоторых тестов, как например предложенных Yang и Xing [3]. Наконец, не

существует дополнительного программного обеспечения, следящего за контролем МЛК от Tomotherapy для разработки собственных тестов, и производитель не дает стандартных процедур ГК для МЛК.

Поэтому данная работа концентрируется на разработке тестов, выявляющих ошибки в работе МЛК в целом, а также в работе каждого отдельного лепестка, путем анализа данных со встроенных детекторов и сравнением их с созданными вручную синограммами (двумерное представление движений лепестков во времени).

Для проверки МЛК следует задать определенную картину движения лепестков МЛК самостоятельно. Программа Tomotherapy Quality Assurance (TQA) имеет функцию создания синограмм, при этом программа сохраняет в отдельную папку файл с разрешением *.bin. Этот файл является закодированной информацией о времени открытия каждого лепестка за проекцию. Данные файлы были извлечены, и их содержимое было внедрено в самостоятельно разработанную в среде MATLAB программу.

Однако формат файлов с разрешением *.bin закодирован, и если у пользователя есть уже раскодированный набор чисел, показывающих время открытия лепестков, то такую информацию в формате .txt также можно загрузить в разработанную программу. При этом данные файлы не содержат информацию о размере поля, поэтому её требуется ввести вручную в соответствующем окне разработанной программы.

Примеры созданных самостоятельно синограмм показаны на рис. 1.

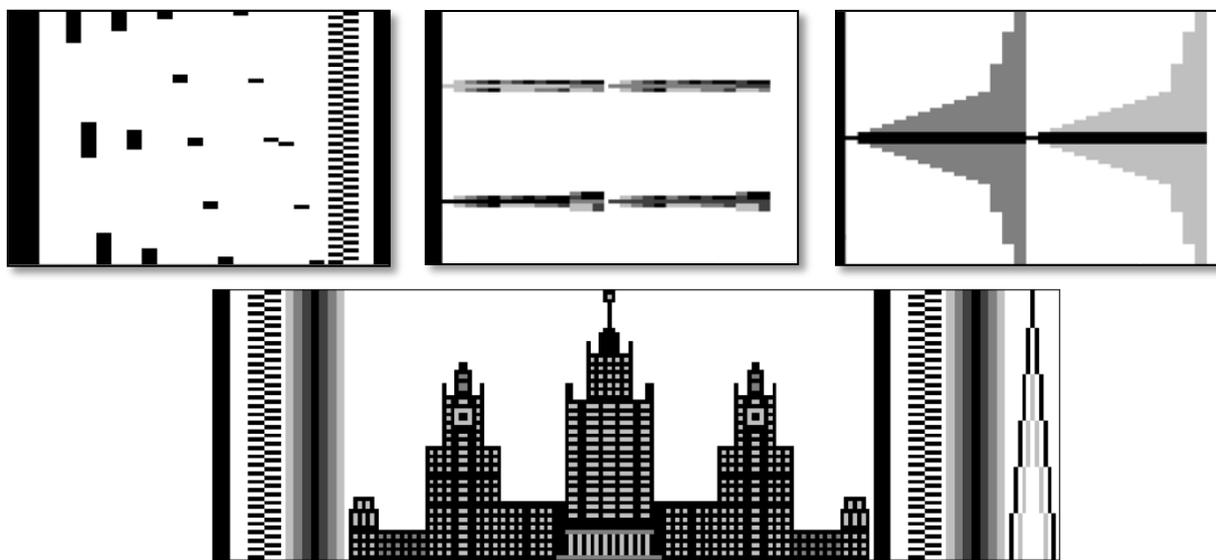


Рис. 1. Примеры созданных синограмм

Созданная в MATLAB программа позволяет проводить неограниченное количество разнообразных тестов, проверяющих работу не только МЛК, но и другие различные характеристики пучка.

Пример работы созданной программы с синограммами показан на рисунке 2.

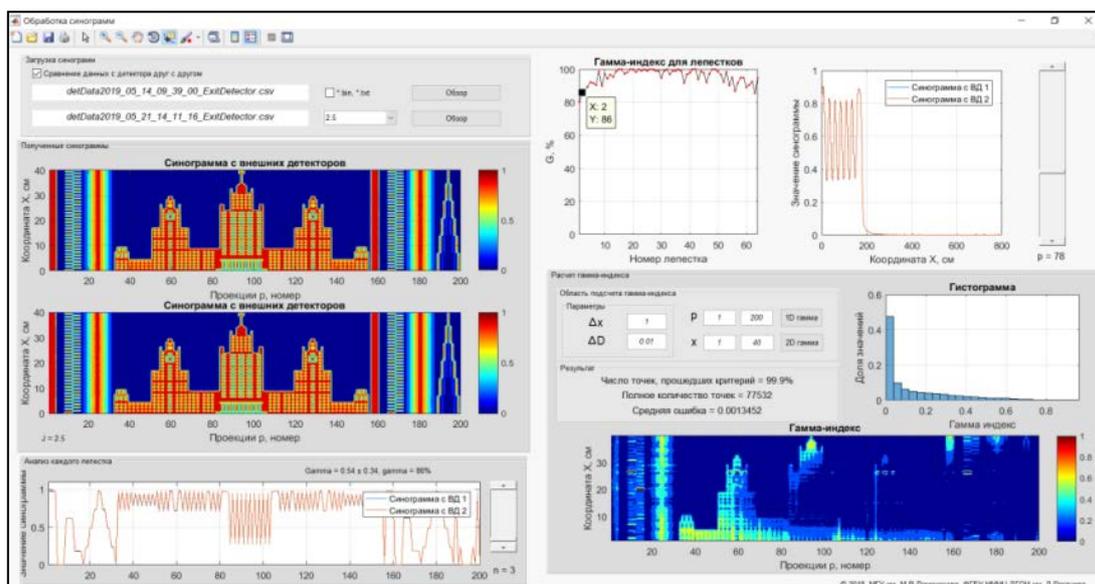


Рис. 2. Анализ созданной вручную синограммы

Созданная процедура проводилась каждый день в течение двух недель для определения стабильности работы установки и коллиматора.

При этом в программу была добавлена функция, позволяющая сравнивать данные детектора друг с другом. Это позволяет определить:

- Воспроизводимость работы коллиматора;
- Отсутствие аномального поведения лепестков;
- Изменение доставки дозы для пациента от фракции к фракции.

Значение гамма-индекса было получено на всей области синограмм. Данные нормировались на первый день, который был принят за референс. Изменения гамма-индекса показаны на рисунке 3.

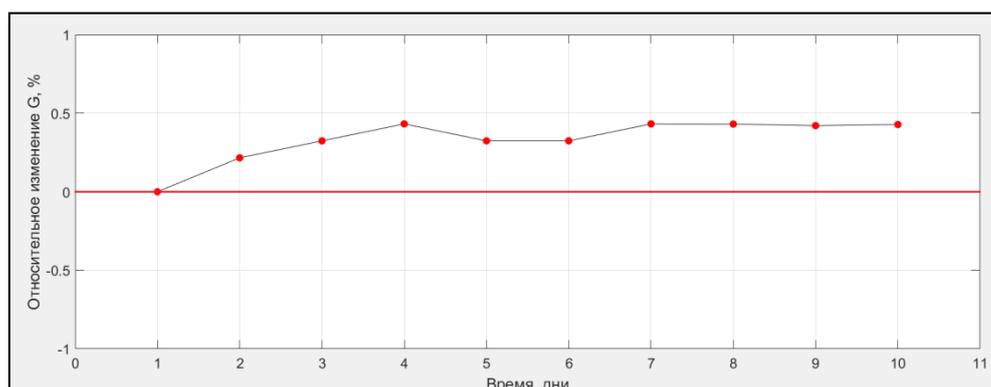


Рис. 3. Изменение гамма-индекса

Результаты говорят нам о том, что аппарат работает стабильно, и в целом воспроизводимость работы коллиматора не выходит за пределы нормы.

Однако при детальном рассмотрении движения каждого лепестка, можно увидеть некоторые аномалии в поведении конкретных лепестков (Рис. 4).

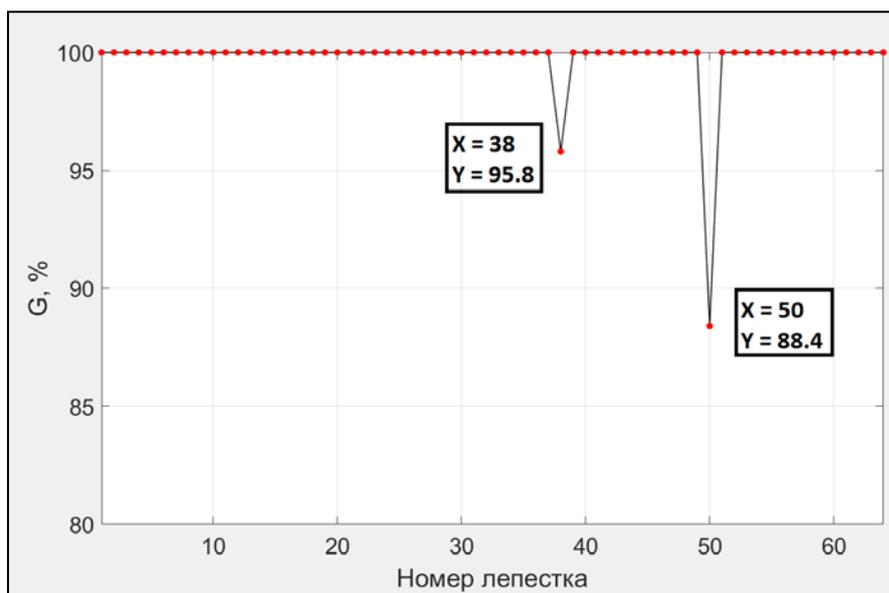


Рис. 4. Гамма-индекс для каждого лепестка

Данный график показывает, что лепестки 38 и 50 имеют некоторую задержку в своём времени открытия. Такое anomальное поведение, однако, для лепестка 50 не имеет постоянного характера. Тем не менее, такие одноразовые задержки требуют дальнейшего наблюдения в отношении к данному лепестку. При этом лепесток 38 показывал отклонения в своем поведении на протяжении всех 10 дней проведения процедуры (Рис. 5).

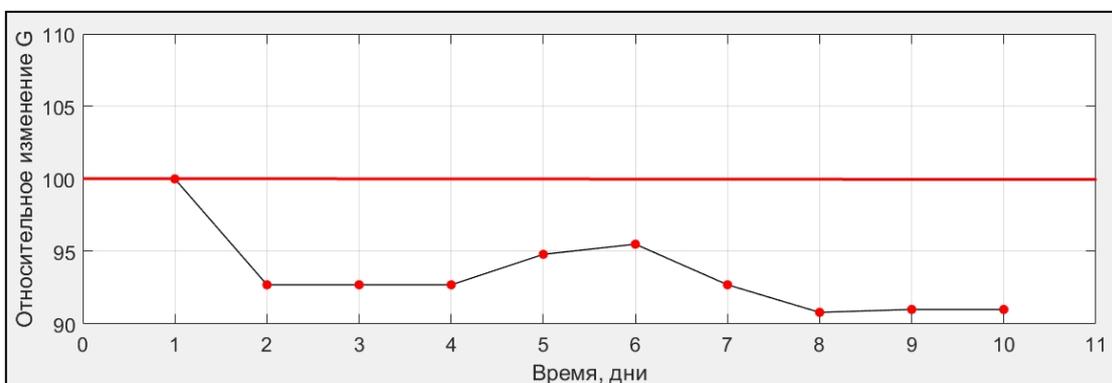


Рис. 5. Изменение гамма-индекса для лепестка 38

Такое поведение лепестка может указывать на механические проблемы. Эта информация была передана инженерам и учтена при дальнейшем обслуживании аппарата.

Разработанная программа позволяет в динамике наблюдать за изменением параметров работы каждого из лепестков МЛК.

Потенциал разработанной программы планируется использовать в дальнейшем не только для верификации работы МЛК, но и для мониторинга изменений доставки дозы пациенту от фракции к фракции вследствие изменения его анатомии. Программа обладает быстрым и удобным

интерфейсом, разнообразием функций и возможностью использования метода гамма-анализа.

В дальнейшем разработанный метод выявления ошибок МЛК будет внедрена в ежедневную практику отделения лучевой терапии Национального медицинского исследовательского центра детской гематологии, онкологии и иммунологии им. Дмитрия Рогачева.

1. C. Directive 97/43/Euratom of health protection of individuals against the danger of ionizing radiations in relation to medical exposure, and repeating directive 84/466 //Available online at ec.europa.eu/energy/nuclear/radioprotection/doc/.../9743_en.pdf. – 1997.
2. M. Alber et al. Guidelines for the verification of IMRT //ESTRO booklet. – 2008. – Т. 7.
3. Y.Yan et al. Fast radiographic film calibration procedure for helical tomotherapy intensity modulated radiation therapy dose verification //Medical physics. – 2005. – Т. 32. – №. 6Part1. – С. 1566-1570.
4. J.M.Kapatoes, G.H.Olivera, P.J.Reckwerdt, E.E.Fitchard, E.A.Schloesser, T.R.Mackie. Delivery verification in sequential and helical tomotherapy //Phys. Med. Biol. 1999, 44, 1815-1841.
5. S.Deshpande et al. Clinical implementation of an exit detector based dose reconstruction tool for helical tomotherapy delivery quality assurance //Medical physics. – 2017. – Т. 44. – №. 10. – С. 5457-5466.
6. J.Balog, G.Olivera, J.Kapatoes. Clinical helical tomotherapy commissioning dosimetry //Medical physics. – 2003. – Т. 30. – №. 12. – С. 3097-3106.
7. V.Sarkar et al. Quality assurance of the multileaf collimator with helical tomotherapy: design and implementation //Medical physics. – 2007. – Т. 34. – №. 7. – С. 2949-2956.
8. Q.Chen, D.Westerly, Z.Fang, K.Sheng, Y.Chen. TomoTherapy MLC verification using exit detector data //Med. Phys. 2012, 39 (1), 143-152.
9. J.M.Kapatoes, G.H.Olivera, P.J.Reckwerdt, E.E.Fitchard, E.A.Schloesser, T.R.Mackie. Delivery verification in sequential and helical tomotherapy //Phys. Med. Biol. 1999, 44, 1815-1841.
10. J. D. Fenwick et al. Quality assurance of a helical tomotherapy machine //Physics in Medicine & Biology. – 2004. – Т. 49. – №. 13. – С. 2933.

ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА СТРУЙ В РР-СОУДАРЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS.

И.А.Кочергин
МГУ им. М.В.Ломоносова
E-mail: Iliya_kochergin@mail.ru

В результате высокоэнергетичных столкновений протонов их составляющие приобретают большие поперечные импульсы. Из-за цветовых сил вылет одиночного кварка или глюона невозможен, поэтому в ходе процесса фрагментации образуются струи – коллимированные пучки частиц. Детали процесса, который лежит в основе фрагментации кварков и глюонов в бесцветные нейтральные адроны, до конца не изучены. Формирование струи представляет собой сложную многомасштабную проблему, включающую важные вклады эффектов КХД, которые не могут быть описаны теорией возмущений. Поэтому для углубления понимания процессов КХД необходимо измерение и исследование основных величин, связанных с фрагментацией, например, измерение электрического заряда струи.

Для удобства сравнения с модельными расчётами заряд струй Q_J измеряется с использованием схемы взвешивания зарядов частиц q_i по величинам их поперечных импульсов $p_{T,i}$:

$$Q_J = \frac{1}{(p_{T,J})^k} \sum_{i \in \text{Tracks}} q_i \times (p_{T,i})^k$$

Параметр k является свободным параметром.

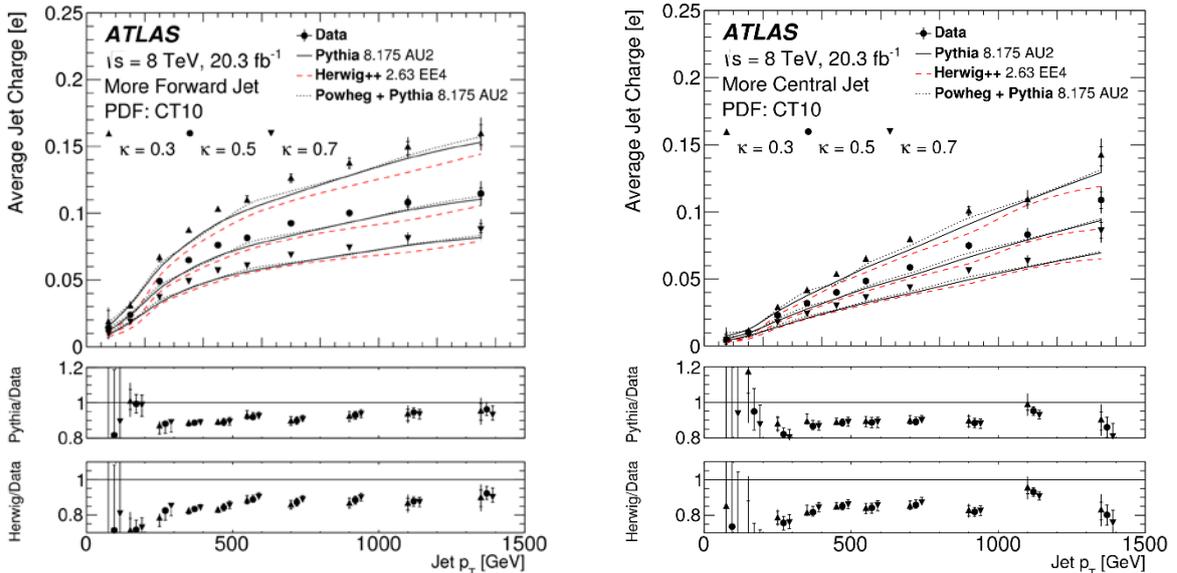


Рис. 1. Распределение среднего заряда струи в зависимости от поперечного импульса для разных значений $k = 0.3, 0.5, 0.7$ для (слева) более передних струй и (справа) более центральных струй.

В работе [1] проведены измерения средних зарядов струй от лёгких кварков (u, d, \bar{u}, \bar{d}) при различных значениях коэффициента $k = 0.3, 0.5, 0.7$ (рис. 1). Меньшее значение k соответствует большей значимости частиц с малым поперечным импульсом, и наоборот, для учёта частиц с большим поперечным импульсом необходимо брать значения k , близкие к 1. Малый заряд струй при малых значениях поперечного импульса обусловлен подавляющим вкладом глюонных струй.

Представляет интерес рассмотреть заряды струй от тяжёлых кварков. Возможно проанализировать заряд струй от b кварка, используя результаты, приведённые в статье [2] – распределение зарядов струй, компенсирующих образование B^+ и B^- мезонов (рис. 2).

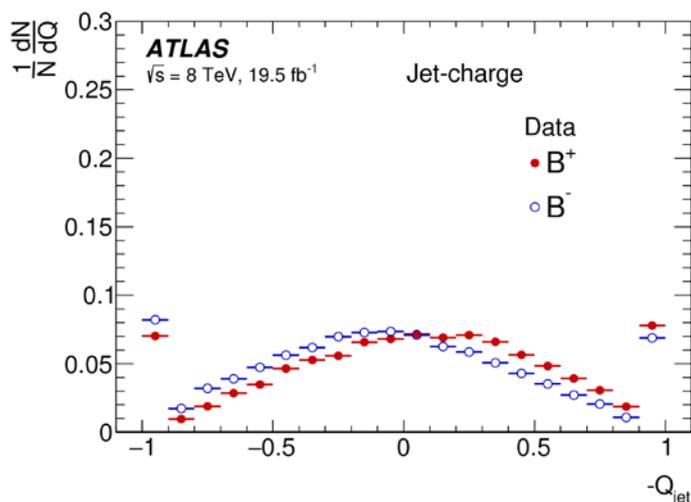


Рис. 2. Распределение заряда оппозитных струй для кандидатов в B^+ и B^- сигналы, $k = 1.1$.

Используя разность распределений B^+ и B^- были выделены отличия, обусловленные зарядом адронов. С помощью программы Wolfram Mathematica 10.2 получены исходные параметризации для аппроксимации зарядов струй.

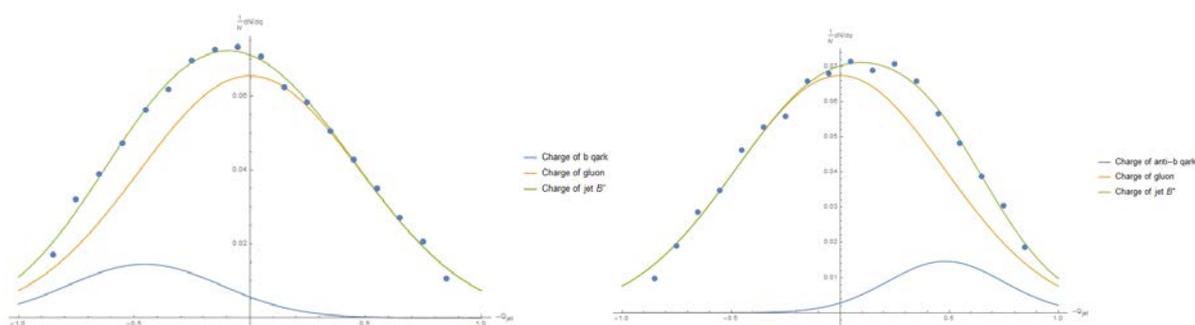


Рис 3. Распределение заряда (слева) B^- мезона и (справа) B^+ мезона и его аппроксимация с помощью распределений зарядов глюонной струи и струи b кварков и \bar{b} кварков.

При этом использовалось предположение, что симметричная часть распределения обусловлена глюонами. В результате наблюдается примерно 7.5-

кратное преобладание струй от глюонов над струями от кварков. Найдены средние значения зарядов струй от b и \bar{b} кварков:

$$q_b = -0.4685 \pm 0.02$$

$$q_{\bar{b}} = 0.4685 \pm 0.02$$

Можно рассчитать значения средних зарядов струй от b и \bar{b} кварков с учётом коэффициента фрагментации, полученного в работе [3]

$$\frac{f_s}{f_d} = 0.240 \pm 0.004(\text{стат}) \pm 0.010(\text{сист}) \pm 0.017(\text{теор}) = 0.24 \pm 0.03$$

Полученные значения $q_{\bar{b}} = 0.446$ и $q_b = -0.446$ соответствуют экспериментальным.

1. The ATLAS Collaboration, Measurement of jet charge in dijet events from $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector, CERN-PH-EP-2015-207
2. The ATLAS Collaboration, Measurement of the CP-violating phase φ_s and the B^0_s meson decay width difference with $B^0_s \rightarrow J/\psi\phi$ decays in ATLAS, JHEP 08 (2016) 147
3. The ATLAS Collaboration, Determination of the ratio of b-quark fragmentation fractions f_s/f_d in pp-collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with the ATLAS detector, CERN-PH-EP-2015-165

Моделирование пар В-адронов в pp соударениях на БАК

Ю.Ю.Овчаров

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

E-mail: ovcharov-yu@mail.ru

Исследование В-адронов, в составе которых присутствует b или \bar{b} кварк, является важным направлением исследований на Большом адронном коллайдере (БАК). В частности, представляют интерес характеристики парного рождения $b\bar{b}$, т.к. они более чувствительны к механизмам рождения b кварков по сравнению с одночастичными инклюзивными спектрами.

Механизмы рождения В-адронов определяются динамикой сильных взаимодействий, описываемых квантовой хромодинамикой (КХД). Расчеты сечений рождения осуществляются с помощью различных Монте-Карло генераторов событий.

Особый интерес представляют исследования процессов рождения пар В-адронов в области малых углов между частицами в паре. Эти исследования становятся все более актуальными на БАК благодаря увеличению энергии протонных соударений и увеличению интегральной светимости. Область малой разности азимутальных углов для пары В-адронов или пары $b\bar{b}$ струй определяется в основном процессами КХД, следующими за такими процессами в лидирующем порядке.

В данной работе проведено моделирование процессов парного рождения В-адронов разной природы при энергиях 7 и 13 ТэВ с помощью генератора событий PYTHIA 8 [1].

В эксперименте ATLAS измерены дифференциальные сечения двуструйных процессов рождения пар кварков $b\bar{b}$ в pp взаимодействиях при энергии 7 ТэВ [2]. На рис. 1 приведены результаты этих измерений для дифференциального сечения рождения пар $b\bar{b}$ как функции разности азимутальных углов двух b струй $\Delta\phi$, или азимутального угла в паре этих струй. Сравнение с расчетами этой работы в лидирующем порядке (LO) и следующим за лидирующим (NLO) показывает, что расчеты в лидирующем порядке лучше описывают экспериментальные данные.

В связи с этим интересной задачей является моделирование спектров для рождения пар В-адронов и сравнение с экспериментальными результатами для спектров рождения пар b струй. Заметим, что подобный анализ в рамках одной работы ранее не проводился. Так же актуально моделирование с новой версией генератора PYTHIA 8, поскольку сравнение измерений в работе [2] при 7 ТэВ проведено с предсказаниями генератора PYTHIA 6 [3].

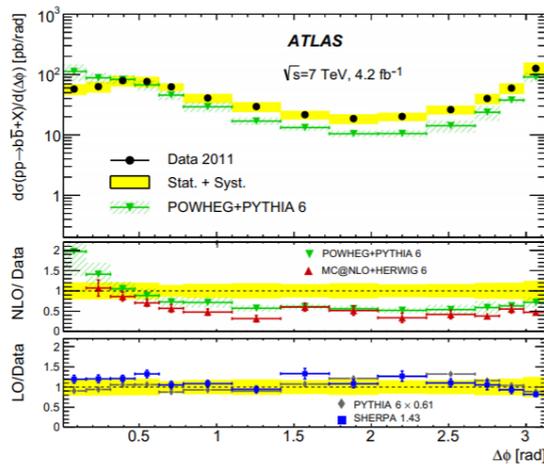


Рис. 1. Дифференциальное сечение рождения пар $b\bar{b}$, как функции разности азимутальных углов двух b струй пары, $\Delta\phi$ при энергии протонных соударений 7 ТэВ[2].

PYTHIA 8 — программа - генератор событий в физике высоких энергий для описания процессов соударений между элементарными частицами. При моделировании задается жесткий процесс КХД рождения W -адронов разной природы. В результате расчета отбираются события, соответствующие парному рождению, такие, что среди продуктов распада одного из адронов присутствует J/ψ мезон. Рассматривается канал распада J/ψ мезона на 2 мюона, как это происходит в эксперименте. В наборе моделированных событий записывается информация о процессе рождения W -адронов, координаты, поперечный импульс, быстрота. Рассматриваются адроны с поперечным импульсом $10 \text{ ГэВ} < p_T < 50 \text{ ГэВ}$.

По этим данным построены плотности дифференциального сечения $(1/\sigma)d\sigma/\Delta\phi$ рождения $b\bar{b}$ струй, как функции азимутального угла между двумя W -адронами, $\Delta\phi$, при энергиях 7 ТэВ и 13 ТэВ, для центральной области по быстройте $|y| < 2.5$ (рис.2а) и передней области по быстройте $2 < y < 5$ (рис.2б). Аналогичные распределения по быстройте построены для адронов центральной области (рис.3а) и передней области (рис.3б).

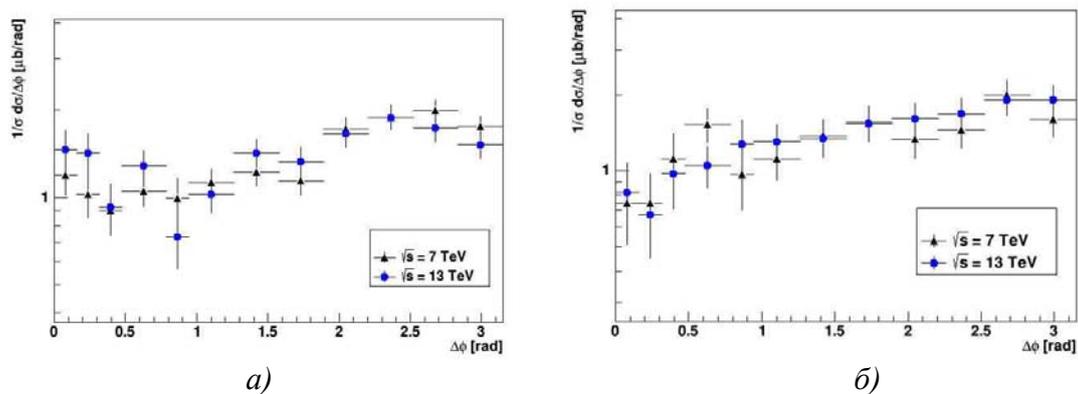


Рис.2. Дифференциальное сечение $(1/\sigma)d\sigma/\Delta\phi$ рождения пар $b\bar{b}$ струй, как функции азимутального угла между двумя адронами $\Delta\phi$ при энергии pp соударений 7 ТэВ и 13 ТэВ в центральной области по быстройте (а) и в передней области по быстройте (б), для области поперечных импульсов струй $10 \text{ ГэВ} < p_T < 50 \text{ ГэВ}$.

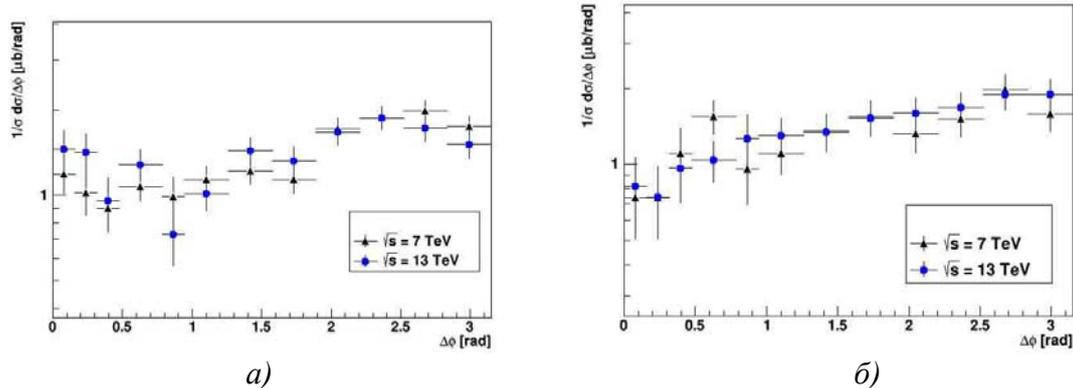


Рис.3. Дифференциальное сечение $(1/\sigma)d\sigma/\Delta\varphi$ рождения пар $B\bar{B}$ -адронов, как функции азимутального угла между двумя B -адронами $\Delta\varphi$ при энергии pp соударений 7 ТэВ и 13 ТэВ в центральной области по быстрой (а) и в передней области по быстрой (б), для области поперечных импульсов адронов $10 \text{ ГэВ} < p_T < 50 \text{ ГэВ}$.

При энергии 7 ТэВ для центральной области по быстрой распределение в центре оказывается более плавным, чем для передней области. С ростом энергии для центральной области при малой угловой разности $\Delta\varphi$, по-видимому, наблюдается увеличение доли событий, что соответствует вкладу механизма расщепления глюона с рождением пары b кварков. За этот механизм в большей степени отвечают следующие за лидирующим вклады КХД. Так же с ростом энергии более явно выражен минимум в районе $\Delta\varphi = 1$ рад. Для струй центральной области $1 \text{ рад} < \Delta\varphi < 2 \text{ рад}$ модельное распределение качественно согласуется с распределением, полученным в эксперименте ATLAS[2] (рис.1). Однако модельное распределение недооценивает экспериментальные данные в области малых углов $\Delta\varphi < 0.5$ рад. Расчеты показывают, что распределения по $\Delta\varphi$ для центральной и передней областей различаются между собой при обеих энергиях протонных соударений.

Проведен анализ распределений по поперечному импульсу для $B\bar{B}$ пар для различных областей быстрой B -адронов. Результаты измерения этой характеристики рожденных пар B -адронов приведены в работе коллаборации ATLAS [4]. Расчетные распределения $(1/\sigma)d\sigma/p_T$ по поперечному импульсу p_T для системы $B\bar{B}$ -адронов центральной области для быстрой $|y| < 2.5$ и передней области $2 < y < 5$ приведены на рисунках 4а и 4б, соответственно, для энергий соударения протонов 7 и 13 ТэВ.

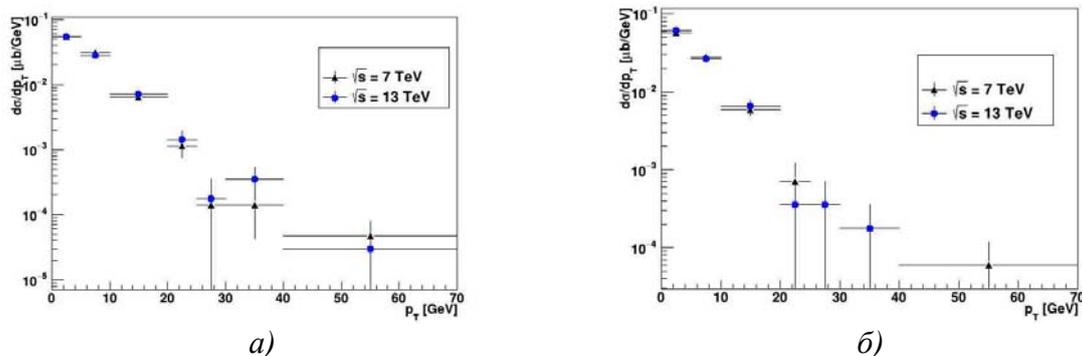


Рис.4. Дифференциальное сечение рождения $B\bar{B}$ -адронов, как функции поперечного импульса p_T системы двух $B\bar{B}$ -адронов при энергии 7 ТэВ и 13 ТэВ в центральной области по быстрой (а) и в передней области по быстрой (б). Рассматриваются адроны с

поперечным импульсом $10 \text{ ГэВ} < p_T < 50 \text{ ГэВ}$.

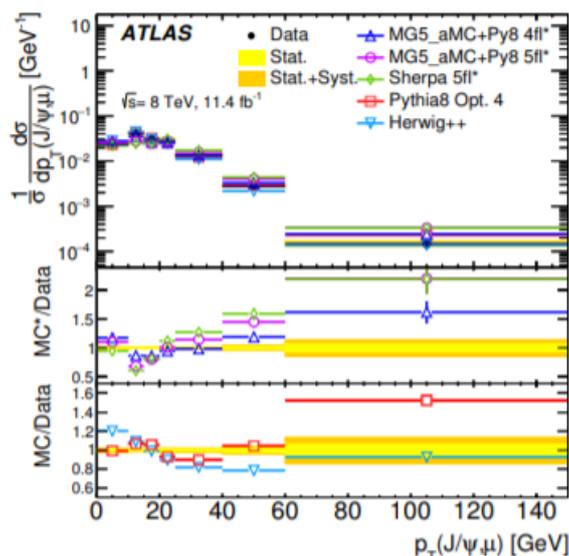


Рис. 5. Дифференциальное сечение рождения $B\bar{B}$ -адронов, как функции поперечного импульса p_T системы $J/\psi, \mu$ при энергии 8 ТэВ в центральной области по быстрой в эксперименте ATLAS[4].

На рисунке 5 показано дифференциальное сечение $(1/\sigma)d\sigma/p_T$ рождения $B\bar{B}$ -адронов, в зависимости от поперечного импульса p_T системы $J/\psi, \mu$ при энергии 8 ТэВ в центральной области по быстрой в эксперименте ATLAS[4]. Характер полученных расчетных сечений совпадает с распределениями, полученными в эксперименте ATLAS[4]. Полученные в результате моделирования сечения являются не содержат учета экспериментальных условий измерений.

В заключение отметим, что в работе с помощью генератора PYTHIA 8 выполнено моделирование дифференциальных сечений для $B\bar{B}$ -адронов и $b\bar{b}$ -струй для энергий соударения протонов 7 и 13 ТэВ.

Проведено сравнение модельных дифференциальных сечений для парного рождения B адронов, выполненных в данной работе, и экспериментальных данных для пар b струй при энергии 7 ТэВ по азимутальному углу между струями пары и распределений по поперечному импульсу для $B\bar{B}$ -адронов при энергии протонных соударений 8 ТэВ.

С ростом энергии, в распределениях по азимутальному углу между кварками в паре для центральной области по быстрой, предсказывается рост в области малых углов $\Delta\phi$, как для адронов, так и для струй.

1. T.Sjostrand, S. Mrenna and P.Z. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.
2. Measurement of the $b\bar{b}$ dijet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C (2016) 76:670.
3. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Pythia 6.4 Physics and Manual, JHEP 05 (2006) 026, [hep-ph/0603175].
4. Measurement of b -hadron pair production with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, CERN-EP-2017-057.

Изучение структуры нуклонных резонансов на детекторе CLAS

*Е.Н. Головач¹, А.А. Голубенко², Е.Л. Исупов¹,
Б.С. Ишханов^{1,2}, В.А. Клименко², В.В. Чесноков¹*

¹НИИЯФ, Московский Государственный Университет

²Физический Факультет, Московский Государственный Университет

³Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, Virginia, USA.

1 Введение

Использование непрерывного электронного пучка предоставляет наилучшие условия для исследования сложной внутренней структуры нуклона и его возбужденных состояний. Изучение динамики нуклонных резонансов (N^*) в разных пространственно-временных масштабах имеет решающее значение для нашего понимания конфайнмента и происхождения более 98% видимой массы Вселенной.

Для изучения непертурбативных явлений, таких как возбуждение нуклонных резонансов, необходимы высококачественные данные по сечениям рассеяния и асимметриям в эксклюзивных каналах распада N^* . Детектор CLAS [1], показанный на рис. 1, предоставляет уникальные возможности регистрации многочастичных конечных состояний в процессах фото- и электророждения мезонов на нуклонах. Программа изучения N^* [2-3] в лаборатории Джефферсона направлена на исследование спектра возбужденных состояний нуклона, а также на определение переходных электромагнитных форм-факторов из основного состояния нуклона в возбужденное состояние. Переходные электромагнитные форм-факторы зависят от переданного 4-импульса виртуального фотона и несут важную информацию о кварк-кварковых корреляциях внутри барионов [4].



Рис. 1. Спектрометр Большого Акseptанса (CLAS).

2 Анализ Данных

Большинство физических наблюдаемых, относящихся к области возбуждения N^* при рождении одиночного мезона и состояния $p\pi^+\pi^-$ на

протоне были измерены в CLAS [5]. База данных экспериментов CLAS [6] содержит файлы со всеми измеренными сечениями и асимметриями. Для извлечения переходных электромагнитных форм-факторов из экспериментальных данных, необходимы надежные методы, основанные на моделях реакций. Для исследования процессов электророждения одиночного мезона были разработаны подходы: 1) основанный на дисперсионных соотношениях при фиксированных t (DR) [7], 2) подход основанный на эффективных Лагранжианах - унитарная изобарная модель (UIM) [8]. Примеры результатов подгонки данных моделями DR и UIM, а также чувствительность модели основанной на дисперсионных соотношениях к вкладу резонанса $N(1440)1/2^+$ показаны на рис. 2.

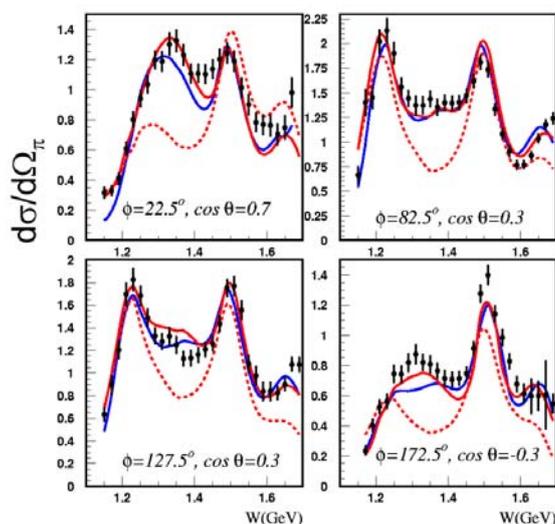


Рис. 2. Сечения рождения одиночного положительного пиона $\gamma^v p \rightarrow n\pi^+$ [9] при $Q^2 = 2.05 \text{ GeV}^2$. Также показаны результаты подгонки данных моделями DR и UIM [10] (сплошная красная линия – DR, сплошная синяя линия – UIM, красная пунктирная линия – DR с выключенным вкладом резонанса $N(1440)1/2^+$).

Для исследования реакций рождения двух заряженных пионов была построена феноменологическая изобарная модель (JM) [11], в которой резонансная часть описывается унитаризованным анзацем Брейта-Вигнера. Благодаря большой статистике в экспериментах на детекторе CLAS были измерены девять независимых дифференциальных сечений реакции $\gamma^v p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ [12-17]. Высокое качество данных позволило определить из эксперимента все существенные механизмы дающие вклад в сечения фото- и электророждения двух заряженных пионов. Примеры описания данных при помощи модели JM для фоторождения двух заряженных пионов [12] при $W = 1,74 \text{ ГэВ}$ приведены на рис. 3, а для данных электророждения [16-17] при $W = 1,71 \text{ ГэВ}$, $Q^2 = 2,6 \text{ ГэВ}^2$ на рис. 4. Построение феноменологических моделей зависит от наличия экспериментальных данных, поэтому область применимости таких моделей ограничена фазовым пространством, доступным в текущих экспериментах. Поскольку нерезонансные механизмы в разных эксклюзивных каналах совершенно различны, совпадение полученных из

разных реакций амплитуд электровозбуждения N^* подтверждает надежность извлечения параметров нуклонных резонансов.

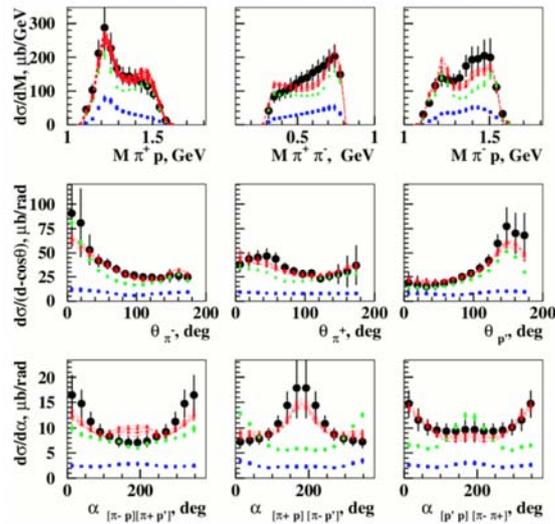


Рис. 3. Дифференциальные сечения фоторождения двух заряженных пионов (черные точки) при $W = 1.74$ GeV. Показаны результаты подгонки (красные точки) и разделение резонансных (синие точки) и нерезонансных (зеленые точки) механизмов в модели JM.

Результаты для амплитуд $A_{1/2}$ и $S_{1/2}$ резонанса $N(1440)1/2^+$, извлеченные из анализа рождения одиночного пиона и состояния $p\pi^+$ на протоне показаны на рис. 5 [3]. Подобное поведение амплитуд электровозбуждения $N(1440)1/2^+$ исключает гипотезу, в которой $N(1440)1/2^+$ является гибридным состоянием с активной глюонной компонентой. Подробный анализ приведен в обзоре [18].

Переходные электромагнитные форм-факторы $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ и $S_{1/2}$ резонанса $N(1520)3/2^-$ показаны на рис. 6 [3]. Данные подтверждают, что в фотонной точке доминирует амплитуда $A_{3/2}$, а при $Q^2 > 0,5$ ГэВ² большую роль играет $A_{1/2}$. Амплитуды электровозбуждения других нуклонных резонансов, извлеченные из данных CLAS, можно найти в работе [19].

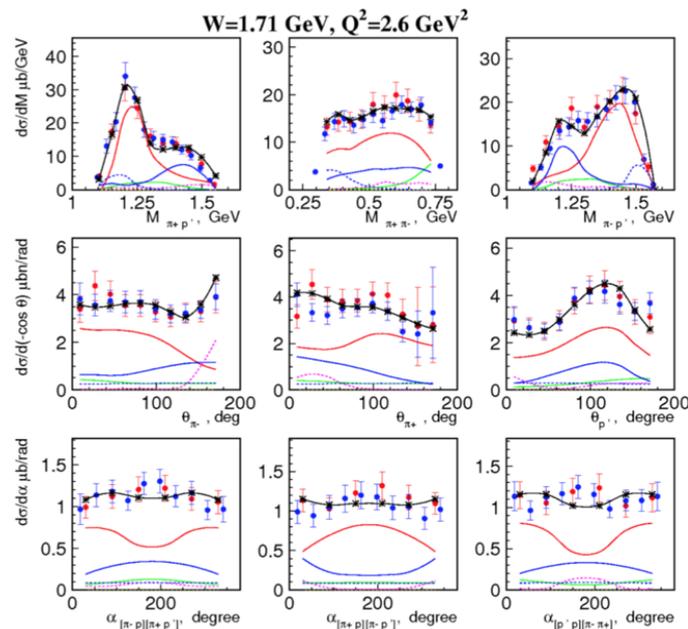


Рис. 4. Дифференциальные сечения электророждения двух заряженных пионов при $W = 1.71$ GeV, $Q^2 = 2.6$ GeV² Черная сплошная линия – результат подгонки моделью JM.

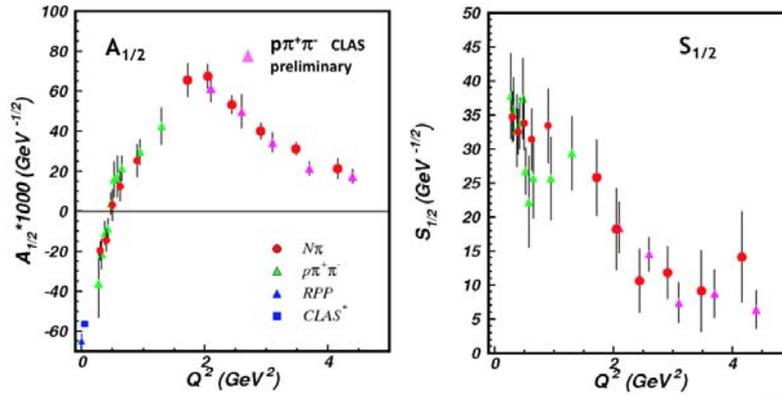


Рис. 5. Переходные электромагнитные формфакторы $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ и $S_{1/2}$ резонанса $N(1440)1/2^+$.

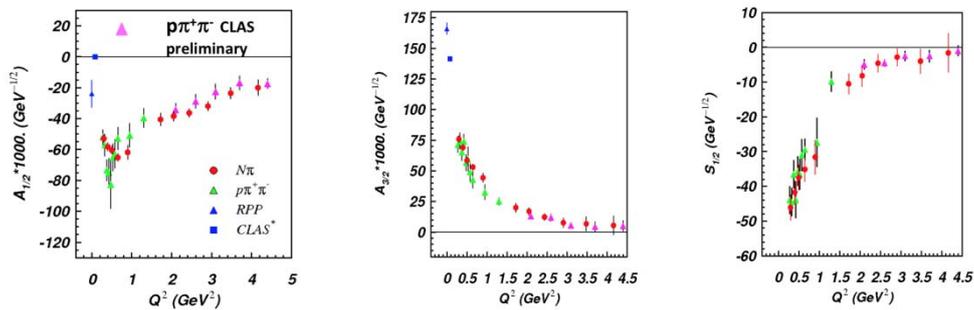


Рис. 6. Переходные электромагнитные формфакторы $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ и $S_{1/2}$ резонанса $N(1520)3/2^-$.

3 Заключение

В Лаборатории Джефферсона (США) реализована обширная программа по изучению спектра и структуры нуклонных резонансов. В результате этих исследований переходные электромагнитные форм-факторы большинства нуклонных резонансов были измерены в области виртуальности фотонов 0-5 ГэВ².

Анализ, основанный на уравнениях Швингера-Дайсона (DSE) в КХД [20-21], продемонстрировал высокую эффективность в выявлении сложной динамики кварков и глюонов в режиме сильной связи, приводящей к значительным кварк-кварковым корреляциям и процессам кваркового обмена в барионах. В рамках подхода DSE была рассчитана зависящая от импульса массовая функция одетого кварка [22], используя которую были одновременно получены как упругие формфакторы протона, так и переходные форм-факторы Δ -резонанса и состояния $N(1440)1/2^+$.

Данные по фото- и электророждению пар заряженных пионов на протоне дают уникальные возможности для определения переходных электромагнитных форм-факторов практически всех нуклонных резонансов в диапазоне масс от 1,6 до 2,0 ГэВ [3].

Информация об амплитудах электровозбуждения N^* исключительно важна для понимания механизмов генерации адронных масс и природы удержания кварков и глюонов в КХД.

1. B.A. Mecking *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **503**, 513 (2003)
2. V.D. Burkert *The 12th International Workshop on the Physics of Excited Nucleons – N*2019*, (to be published)
3. V.I. Mokeev *The 12th International Workshop on the Physics of Excited Nucleons – N*2019*, (to be published)
4. C.D. Roberts *The 12th International Workshop on the Physics of Excited Nucleons – N*2019*, (to be published)
5. I.G. Aznauryan, and V.D. Burkert, Prog. Part. Nucl. Phys. 1 **67**, (2012)
6. CLAS physics database, <http://clasweb.jlab.org/physicsdb>
7. I.G. Aznauryan *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 055203 (2009)
8. I.G. Aznauryan Phys. Rev. C **67**, 015209 (2003)
9. K. Park *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. C **77**, 015208 (2008)
10. I.G. Aznauryan *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 045209 (2008)
11. V.I. Mokeev *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 025206 (2016)
12. E.N. Golovatch *et al.*, *CLAS Collaboration*, Phys. Lett. B 371 **788**, (2019)
13. M. Ripani *et al.*, *CLAS Collaboration*, Phys. Rev. Lett. 022002 **91**, (2003)
14. G.V. Fedotov *et al.*, *CLAS Collaboration*, Phys. Rev. 015204 C **79**, (2009)
15. E.L. Isupov *et al.*, *CLAS Collaboration*, Phys. Rev. 025209 C **96**, (2017)
A. Trivedi, Few Body Syst. 45 **60**, (2019)
16. G.V. Fedotov *et al.*, *CLAS Collaboration*, Phys. Rev. 025203 C **98**, (2018)
17. V.D. Burkert and C.D. Roberts, Rev. Mod. Phys. 011003 **91**, (2019)
18. A.N. Hiller Blin *et al.*, Phys. Rev. 035201 C **100**, (2019)
19. J. Segovia *et al.*, Phys. Rev. Lett. 171801 **115**, (2015)
20. J. Segovia, Few Body Syst. 1185 **55**. (204)
21. D. Binosi *et al.*, Phys. Rev. D **95**, 031501 (2017)

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ: ЯДРА ^{75}As , ^{127}I И ^{181}Ta

В.В. Варламов¹, А.И. Давыдов²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ² физический факультет МГУ

E-mail: alexdavydovmet@gmail.com

Большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, прежде всего, $(\gamma,1n)$, $(\gamma,2n)$, и $(\gamma,3n)$ получено с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) [1–4]. Между результатами обеих упомянутых лабораторий имеются существенные систематические расхождения [5–7]. Так, для сечений реакций $(\gamma,1n)$ и (γ, n) на 19 ядрах (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), исследованных в обеих лабораториях, установлено [5–7], что, как правило, сечения реакции $(\gamma,1n)$ имеют большие (на ~ 60 – 100%) величины в Сакле, а реакции $(\gamma,2n)$ – напротив, в Ливерморе. При этом для указанных 19 ядер отношения интегральных сечений реакций $R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}} = R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}}/R_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, полученных в Сакле и Ливерморе, изменяются от 0.69 до 1.34, а их среднее значения составляют 1.07 в случае реакции $(\gamma,1n)$ и 0.84 в случае реакции $(\gamma,2n)$.

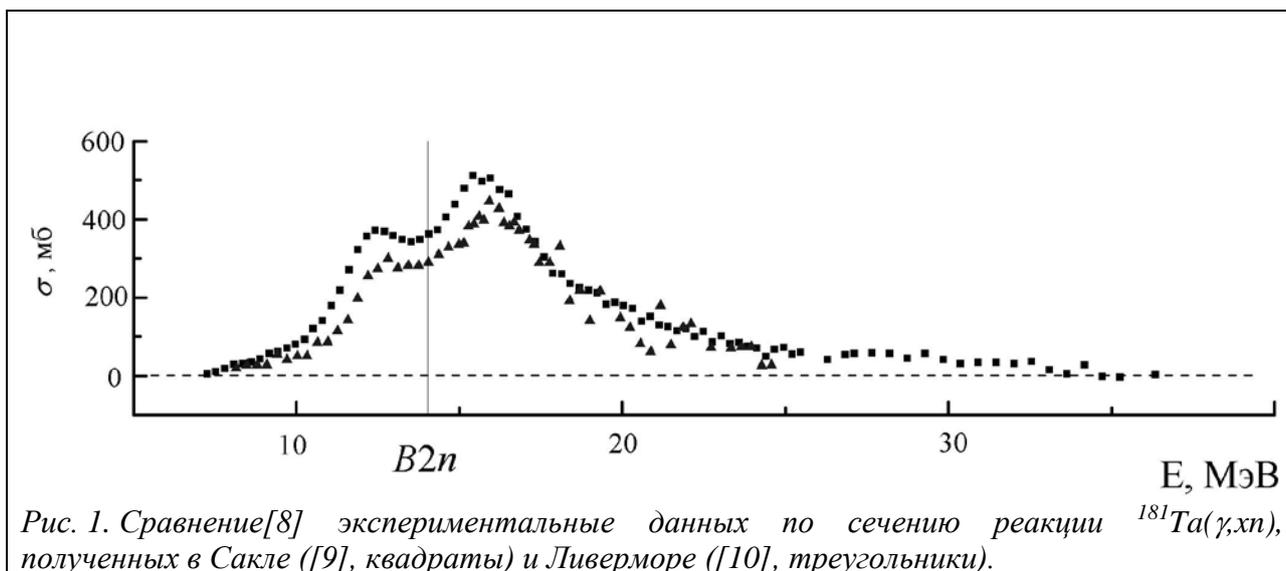
В этой систематике исследуемые в настоящей работе ядра ^{75}As , ^{127}I и ^{181}Ta занимают особые места: в случае ядер ^{127}I и ^{181}Ta наблюдаются наибольшие значения отношения $R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}}(\gamma,1n)$ - 1.34 и 1.25 соответственно, тогда как значения отношения $R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}}(\gamma,2n)$ – весьма невелики (1.07 и 0.89, соответственно). При этом в случае ядра ^{75}As , напротив, рассматриваемые отношения близки $R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}}(\gamma,1n) \approx R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}}(\gamma,2n) = 1.22$. Экспериментальные данные для указанных ядер объединяет весьма примечательная особенность: сечения реакций $(\gamma,1n)$, (γ,sn)

$$(\gamma,sn) = (\gamma,1n) + (\gamma,2n) + (\gamma,3n) + \dots, \quad (1)$$

и (γ,xn) ,

$$(\gamma,xn) = (\gamma,1n) + 2(\gamma,2n) + 3(\gamma,3n) + \dots, \quad (2)$$

полученные в Сакле и Ливерморе существенно различаются уже в области энергий до энергетического порога $B2n$ реакции $(\gamma,2n)$, в которой никаких проблем разделения нейтронов различной множественности нет, присутствуют нейтроны, образующиеся только в реакции $(\gamma,1n)$, и данные по всем трем реакциям должны быть идентичны. Характерный пример расхождений экспериментальных сечений реакции (γ,xn) ^{181}Ta [8–10] приводится на Рис. 1.



При сравнении экспериментальных данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{181}Ta с данными, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода, было показано [8], что экспериментальные сечения обеих парциальных реакций, полученные в Сакле [9], содержат относительно небольшие систематические погрешности, обусловленные недостоверным распределением нейтронов между ними [11]. Было установлено, что подобные относительно небольшие систематические погрешности присутствуют и в сечениях реакций, полученных в Ливерморе [10]. При этом было показано, что в эксперименте Ливермора присутствуют и значительные систематические погрешности иной природы. Такой вывод был основан на детальном сравнении экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций с данными, оцененными [8] с помощью экспериментально-теоретического метода. В качестве таких критериев достоверности было предложено [11] использовать отношения F_i сечений конкретных парциальных реакций $\sigma(\gamma, in)$

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn). \quad (3)$$

к сечению реакции выхода нейтронов (γ, xn) . В соответствии с определением отношения F_i ни при каких физических условиях не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ..., соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Большие величины положительных отношений $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по экспериментальным данным, означают, что разделение нейтронов между парциальными реакциями было выполнено с систематическими погрешностями.

Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, свободных от систематических погрешностей метода экспериментального разделения нейтронов по множественности, предусматривает разделение на вклады парциальных реакций экспериментального сечения реакции выхода нейтронов (2), по существу не зависящего от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, поскольку оно учитывает все испускаемые в реакции нейтроны. Оцененные сечения парциальных реакций

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) \quad (4)$$

получаются с использованием переходных функций множественности нейтронов

$$F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (5)$$

рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [12, 13].

При сравнении оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода сечений парциальных реакций ядер ^{181}Ta , ^{197}Au и ^{209}Bi [14–16] с результатами измерений выходов соответствующих реакций, выполненных на пучке тормозного γ -излучения с помощью активационного метода, был сформулирован третий общий физический критерий достоверности данных:

- 1) отношения $F_i^{\text{эксп}}$ не должны превосходить упомянутые верхние пределы;
- 2) $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, in)$ и $F_i^{\text{эксп}}$ не должны содержать отрицательных значений;
- 3) расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ не должны быть существенными.

В работах [6–8, 14–22] показано, что экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные для большого числа средних и тяжелых ядер ($^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{112-124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , $^{186-192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi и некоторых других) при использовании метода разделения нейтронов по множественности, не являются достоверными. Во многих областях энергий фотонов наблюдаются отрицательные значения отношений $F_1^{\text{эксп}}$, отрицательные значения $F_2^{\text{эксп}}$ или, напротив, значения $F_i^{\text{эксп}}$, превышающие физически допустимые пределы, существенные расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$. Были получены оцененные сечения (4) парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности данных.

В случае ядра ^{181}Ta соотношения между оцененными и экспериментальными сечениями реакций [8] кардинально различны для данных Сакле [9] и Ливермора [10] (Таблица 1). $\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}} / \sigma^{\text{инт}}_{\text{эксп}}$, полученные по данным Сакле близки к 1, тогда как полученные по данным Ливермора отличаются от 1 весьма характерным образом. Чем большей оказывается доля сечения парциальной реакции ($\gamma, 1n$) в сечении более полной реакции, тем большим оказывается отличие этого последнего от оцененного ($1.24 \rightarrow 1.30 \rightarrow 1.46$). При этом в переходе к сечению $\sigma(\gamma, 2n)$, в котором доля сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, естественно, равна 0, отношение $\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}} / \sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}$ резко уменьшается до значения 1.05. Наблюдающееся в эксперименте некоторое занижение сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ оказывается почти в 10 раз меньшим по сравнению с занижением сечения $\sigma(\gamma, 1n)$. Причины этого не ясны, однако именно очень большое физически недостоверное занижение сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)^{180}\text{Ta}$ [10] является причиной существенного (на 25 %) занижения и сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$. Значительное количество нейтронов из реакции ($\gamma, 1n$) было утеряно.

Таблица 1. Отношения интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ полных и парциальных реакций для ядра ^{181}Ta , рассчитанных [8] до энергии $E^{\text{инт}} = 25.00$ МэВ по оцененным данным и экспериментальным данным Сакле и Ливермора.

| Реакция | Данные для ^{181}Ta , полученные [8] до энергии $E^{\text{инт}} = 25.00$ МэВ | |
|----------------|--|--|
| | $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [8]/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} [9]$ | $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [8]/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} [10]$ |
| (γ, xn) | 1 | 1.24 |
| (γ, sn) | 0.96 | 1.30 |
| $(\gamma, 1n)$ | 0.88 | 1.46 |
| $(\gamma, 2n)$ | 1.16 | 1.05 |
| | Данные для ^{127}I , полученные [23] до энергии $E^{\text{инт}} = 25.83$ МэВ | |
| | $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [23]/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} [24]$ | $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [23]/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} [25]$ |
| (γ, xn) | 0.99 | 1.20 |
| (γ, sn) | 1.00 | 1.25 |
| $(\gamma, 1n)$ | 1.00 | 1.33 |
| $(\gamma, 2n)$ | 0.94 | 0.98 |
| | Данные для ^{75}As , полученные до энергии $E^{\text{инт}} = 26.20$ МэВ | |
| | $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [26]/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} [27]$ | $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [26]/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} [28]$ |
| (γ, xn) | 0.99 | 1.27 |
| (γ, sn) | 1.00 | 1.30 |
| $(\gamma, 1n)$ | 1.02 | 1.34 |
| $(\gamma, 2n)$ | 0.92 | 1.14 |

В случаях ядер ^{127}I и ^{75}As отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}$ при переходах между различными реакциями, несмотря на некоторое различие абсолютных величин, изменяются полностью аналогично тому, что наблюдается для ядра ^{181}Ta . Единственным очевидным отличием обсуждаемых данных является то, что отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}$ для реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ в случае ядер ^{181}Ta и ^{127}I оказываются весьма малыми (5 и 2% соответственно), в то время как в случае ядра ^{75}As это отношение имеет достаточно большую величину (14%). Это означает, что в экспериментах, выполненных в Ливерморе для ядер ^{181}Ta и ^{127}I , значительное количество нейтронов было утеряно из реакции $\sigma(\gamma, 1n)$, тогда как в эксперименте для ядра ^{75}As были утеряны нейтроны из обеих парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$.

Таким образом, экспериментальные данные, полученные в Сакле, относительно мало отличаются от оцененных данных вследствие не вполне корректной процедуры определения множественности нейтронов по их измеряемой энергии. В то же время данные, полученные в Ливерморе, являются абсолютно недостоверными вследствие потери значительного количества нейтронов.

Авторы выражают благодарность Б.С. Ишханову и В.Н. Орлину за большую помощь в проведении теоретических расчетов, получении, представлении и обсуждении данных. Работа поддержана Исследовательским контрактом № 20501 (Координационный Исследовательский Проект № F41032) Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) и грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» №18-2-6-93-1.

1. B.L. Berman, S.S. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* 47, 713 (1975).
2. S.S. Dietrich and B.L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* 38, 199 (1988).
3. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov, International Nuclear Data Committee, INDC(NDS)–394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
4. Международная электронная база данных по ядерным реакциям:
ЦДФЭ НИИЯФ МГУ, <http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php>;
СЯЦ МАГАТЭ, <http://www-nds.iaea.org/exfor>;
НЦЯД США, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
5. E. Wolyneć, M.N. Martins, *Revista Brasileira de Fisica* 17, 56 (1987).
6. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, *ЯФ*, 75 1414 (2012).
7. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, K.A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* 50, 114 (2014).
8. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов, *ЯФ*, 76, 1484 (2013).
9. R. Bergere, H. Beil, A. Veysiere, *Nucl. Phys. A* 121, 463 (1968).
10. R.L. Bramblett, J.T. Caldwell, G.F. Auchampaugh, S.C. Fultz, *Phys. Rev.* 129, 2723 (1963).
11. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, В.А. Четверткова. *Известия РАН, серия физическая*, 74, 875 (2010).
12. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, *ЭЧАЯ*, 38, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* 39. 232 (2007)].
13. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, *ЯФ*, 71, 517 (2008) [*Phys. Atom. Nucl.* 71, 493 (2008)].
14. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев, *ЯФ*, 75, 283 (2012).
15. S.S. Belyshev, D.M. Filipescu, I.Gheorghe, B.S. Ishkhanov, V.V. Khankin, A.S. Kurilik, A.A. Kuznetsov, V.N. Orlin, N.N. Peskov, K.A. Stopani, O. Tesileanu, V.V. Varlamov, *Eur. Phys. J. A* 51, 67 (2015).
16. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, *Phys. Rev. C* 96, 044606 (2017).
17. B. S. Ishkhanov, V.N. Orlin, V.V. Varlamov, *EPJ Web of Conferences*, 38, 1203 (2012).
18. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов, *ЯФ*, 76, 1484 (2013).
19. В.В. Варламов, М.А. Макаров, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов, *ЯФ*, 78, 678 (2015).
20. В.В. Варламов, М.А. Макаров, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов, *ЯФ*, 78, 797 (2015).
21. В.В. Варламов, А.И. Давыдов, М.А. Макаров, В.Н. Орлин, Н.Н. Песков, *Изв. РАН, сер.физ.* 80, 351 (2016).
22. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов, *ЯФ*, 79, 315 (2016).
23. V. Varlamov, A. Davydov, V. Orlin. *Phys. Rev.* (в печати).
24. R.L. Bramblett, J.T. Caldwell, B.L. Berman, R.R. Harvey, S.C. Fultz, *Phys. Rev.* 148, 1198 (1966).
25. R.Bergere, H. Beil, P. Carlos, and A. Veysiere, *Nucl. Phys. A* 133, 417 (1969).
26. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, V. Orlin. *Phys. Rev. C* 99, N 2 (2019) 024608.
27. P. Carlos, H. Beil, R. Bergere, J. Fagot, A. Lepretre, A. Veysiere, G. V. Solodukhov, *Nucl.Phys. A* 258, 365 (1976).
28. B. L. Berman, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, M. A. Kelly, S. C. Fultz, *Phys.Rev.* 177, 1745(1969).

МОЩНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ПУЧКА 1 МЭВ

Г. Пак¹, Д.С. Юров²

¹ Кафедра общей ядерной физики, физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова;

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
МГУ им. М.В. Ломоносова

E-mail: gexpect00@mail.ru, d_yurov88@mail.ru

Введение

В НИИЯФ МГУ, начиная с 90-х годов, проводятся исследования, направленные на создание мощных линейных ускорителей электронов непрерывного действия S-диапазона (рабочая частота 2450 МГц) для прикладных целей [1, 2]. Важным этапом этих исследований было создание двухсекционного линейного ускорителя электронов непрерывного действия с энергией пучка, регулируемой в диапазоне 0,6 – 1,2 МэВ, и мощностью пучка до 60 кВт [3], а затем и полноценного прототипа промышленного ускорителя с энергией пучка 1 МэВ и максимальной мощностью пучка 25 кВт [4]. Данный доклад посвящен развитию этого направления и описывает проведенные расчеты для нового проекта промышленного ускорителя непрерывного действия с энергией пучка 1 МэВ и максимальной мощностью пучка 175 кВт.

Расчеты ускоряющей структуры

Как и для предыдущих проектов использовалась бипериодическая ускоряющая структура с внутренними ячейками связи с рабочей частотой 2450 МГц и энергией инжекции 15 кэВ, однако значительное увеличение мощности ускоренного пучка потребовало ее полной переработки. Большой заряд ускоряемых сгустков приводит к изменению динамики пучка, а сильные потери частиц пучка на стенках ячеек ускоряющей структуры могут привести к значительному их нагреву. В связи с этим величина толщины стенок между ячейками была увеличена с 4 мм до 6 мм для возможности расположения дополнительных каналов охлаждения ближе к носикам, а диаметр пролетного канала был увеличен с 12 до 14 мм.

С помощью программы CST Studio [5] была проведена оптимизация ячеек ускоряющей структуры для достижения максимального эффективного шунтового сопротивления и необходимой динамики пучка. Ускоряющая структура состоит из 14 нерегулярных ячеек и 4 идентичных регулярных ячеек. Геометрия половины регулярной ячейки и половины ячейки связи показана на Рис. 1.

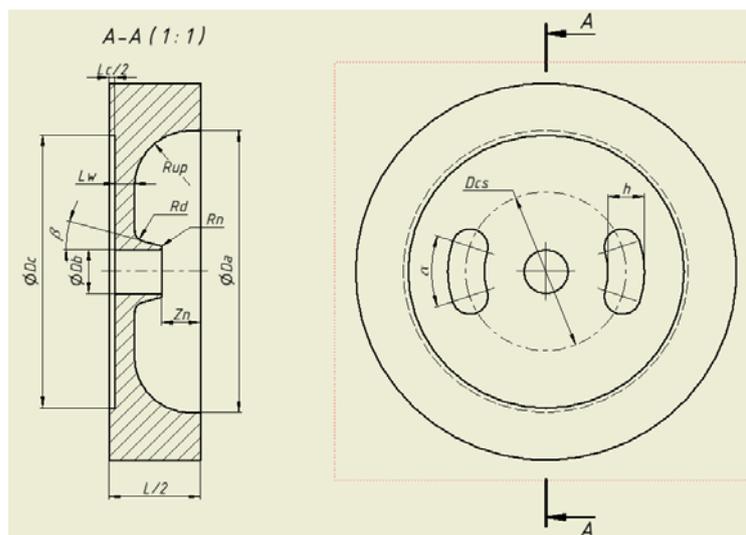


Рис. 1. Геометрия половины регулярной ячейки и половины ячейки связи.

Расчеты динамики пучка проводились с помощью программы Parmela [6]. Наряду с оптимизацией ускоряющей структуры, ключевым элементом, позволившим достичь коэффициента захвата больше 60%, является соленоидальная линза, действующая по всей длине ускоряющей структуры. Она ограничивает поперечные размеры пучка и препятствует потерям ускоренных электронов на стенках пролетных каналов. Распределение магнитного поля линзы на оси ускоряющей структуры показано на Рис. 2.

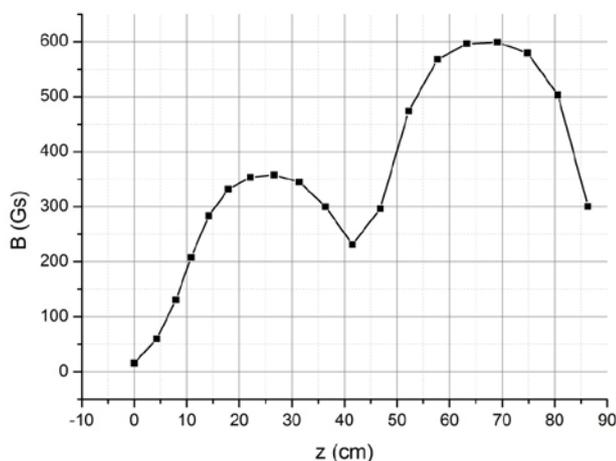


Рис. 2. Распределение магнитного поля соленоидальной линзы на оси ускоряющей структуры.

На Рис. 3 показано распределение ускоряющего поля на оси структуры. Первая ускоряющая ячейка является группирователем, вторая – бустерным резонатором, захватывающим сгруппированные сгустки электронов в процесс ускорения. В 11 ускоряющей ячейке располагается узел ввода мощности. В связи с этим соленоидальная линза выполнена из двух частей: до узла ввода мощности и после, с чем связан провал в поле линзы на Рис. 2.

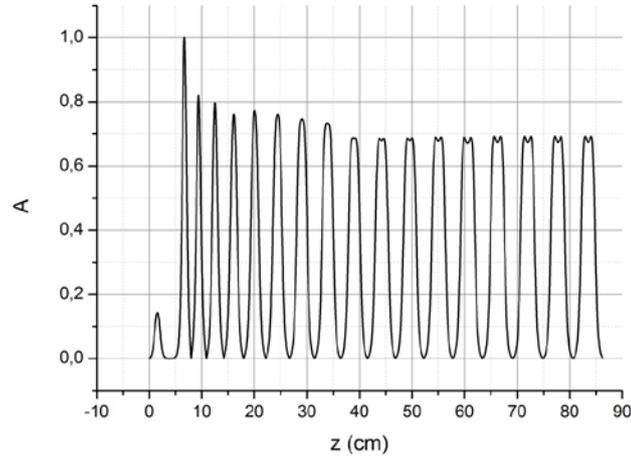


Рис. 3. Распределение ускоряющего поля на оси структуры.

На Рис. 4 приведен расчетный спектр пучка в рабочем режиме ускорителя на выходе из ускоряющей структуры. Одной из целей оптимизации ускоряющей структуры была минимизация низкоэнергетичного хвоста в спектре (в диапазоне энергий от 0 до 300 кэВ на Рис. 4), так как затем низкоэнергетичные электроны будут оседать на системе вывода пучка в атмосферу и приводить к ее нагреву.

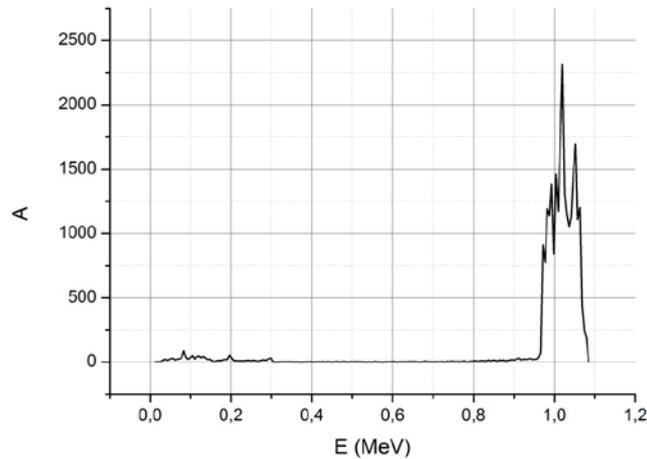


Рис. 4. Спектр пучка на выходе из ускоряющей структуры.

Для спектра на Рис. 4 мощность электронов пучка с энергией ниже 800 кэВ составляет всего 2,2 кВт при мощности электронов пучка с энергией выше 800 кэВ: 175 кВт. Мощность потерь пучка на стенках ускоряющей структуры при этом составляет 2,4 кВт, не превышая 550 Вт для любой отдельно взятой ячейки (Рис. 5). Коэффициент захвата для электронов с энергией выше 800 кэВ – 61%.

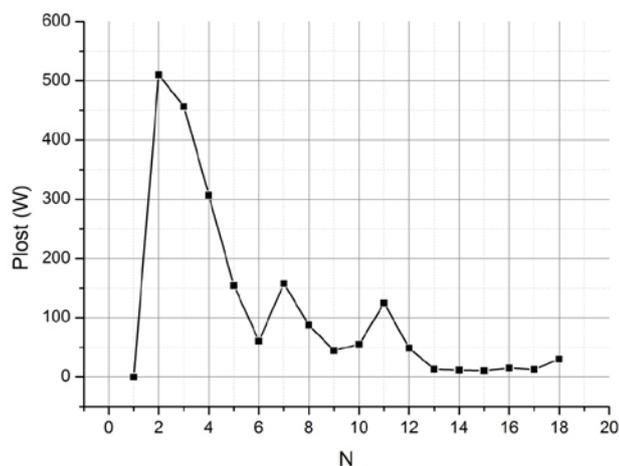


Рис. 5. Мощность потерь пучка на стенках ячеек ускоряющей структуры в зависимости от номера ячейки.

Для СВЧ питания ускоряющей структуры предполагается использовать клистрон КУ-2.45-200 производства АО «НПП «Исток» имени А.И. Шокина» с выходной мощностью 200 кВт и КПД 50%. Расчетная мощность СВЧ потерь в стенках ускоряющей структуры составляет 24.1 кВт, что дает при мощности пучка 175 кВт электронный КПД около 87,5%. Полный КПД, учитывая 50% КПД клистрона и близкий к 90% КПД источника питания клистрона, будет составлять около 40%.

Проектные параметры ускорителя приведены в Таблице 1.

Табл. 1. Проектные параметры ускорителя.

| | |
|---|-------------------------------|
| Энергия пучка | 1,02±0,05 МэВ |
| Максимальная мощность ускоренного пучка | 175 кВт |
| Рабочая частота | 2450 МГц |
| Коэффициент захвата | 61% |
| Эффективное шунтовое сопротивление ускоряющей структуры | 50,2 МОм/м |
| Выходная мощность клистрона | 200 кВт |
| Мощность СВЧ потерь в стенках ускоряющей структуры | 24,1 кВт |
| Электронный КПД | 87,5% |
| Полный КПД | ~40% |
| Габариты без системы вывода пучка в атмосферу | 1300x800x1700 мм ³ |

Заключение

Ускорители электронов в настоящее время широко используются в промышленности. Они применяются в радиационных технологиях, например, для сшивания полимеров кабельной изоляции, для производства термоусаживающихся изделий и пенополиэтилена, для вулканизации компонентов шин, очистки сточных вод и выбросных газов, стерилизации, для

определения радиационной прочности материалов, которые используются в условиях облучения и пр. В диапазоне энергий электронного пучка 0,5-5 МэВ, доминируют ускорители прямого действия и импульсные резонаторные ускорители. Ускоритель непрерывного действия, которому посвящена данная работа, может составить им реальную конкуренцию. Имея меньший, чем у ускорителей прямого действия, КПД, он значительно выигрывает у них по габаритам, а также заметно превосходит по мощности пучка представленные на рынке импульсные резонаторные ускорители.

1. A. Alimov, A. Chepurnov, O. Chubarov et al. CW linear accelerator with high beam current. Proceedings of LINAC-1994, Tsukuba, Japan. KEK, Tsukuba, Japan, 1994. P. 603-605.
2. A. Alimov, A. Chepurnov, O. Chubarov et al. Compact low energy cw linac with high beam current. Proceedings of PAC-1995, Dallas, TX. IEEE, New York, 1995. P. 1096-1098.
3. A.S. Alimov, D.I. Ermakov, B.S. Ishkhanov et al. A 1.2-MeV Two-Section Continuous Wave Linear Electron Accelerator with 50-mA Average Beam Current. Instruments Exp. Techniques. 2002. Vol. 45, № 5. P. 691–697.
4. D.S. Yurov, A.S. Alimov, B.S. Ishkhanov et al. Continuous-wave electron linear accelerators for industrial applications. Phys. Rev. AB. 2017. Vol. 20, 044702. P. 1-11.
5. <https://www.cst.com/>
6. J.H. Billen, L.M. Young, PARMELA, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-96-1835 (1996).

РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ЯВНОЙ СХЕМЫ ИНТЕГРИРОВАНИЯ

В. В. Негребецкий¹, К. А. Стопани²

¹Физический факультет МГУ; ² Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
negrebetckii.vv16@physics.msu.ru

Механизмы астрофизического нуклеосинтеза определяют распространенность ядер химических элементов в Солнечной системе и играют большую роль в процессах звездной эволюции. Математическое моделирование является основным методом исследования изменения вещества звезды в реакциях горения. Протекание этих реакций может быть представлено в виде системы обычных дифференциальных уравнений первого порядка, задающих изменение концентраций учитываемых в расчете изотопов. Каждое такое уравнение соответствует конкретному ядру и включает члены, отвечающие за наработку и расход нуклида во всех известных реакциях. Наборы этих реакций и их параметры, необходимые для интегрирования, содержатся в стандартизированных базах данных, таких как REACLIB [1].

Сложность разрешения описанных систем ОДУ заключается в их размерах (до нескольких тысяч переменных), однако благодаря высокой степени разреженности к ним применим ряд методов численного интегрирования. Другой проблемой является жесткость системы, то есть сильный разброс степеней коэффициентов линейных членов уравнений, определяемых скоростями протекания реакций. Из-за этой особенности классические явные схемы интегрирования будут давать резкие скачки погрешности, от которых невозможно избавиться путем уменьшения шага. Применение неявных схем решает данную проблему, однако ведет к повышению числа операций из-за необходимости численного разрешения алгебраических систем на каждом шагу.

Системы ОДУ, описывающие изменение концентраций изотопов в астрофизических ядерных реакциях, во многом схожи с системами уравнений химической кинетики из-за большого числа переменных, разреженности и разброса коэффициентов. Для решения подобных задач в работе [2] была предложена явная схема, учитывающая высокую жесткость уравнений.

В данной работе предпринимается применение описанной в [2] схемы для расчета процессов звездного горения на основе пакета астрофизической симуляции MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) [3].

Литература:

- [1] R. H. Cyburt *et al.*, *ApJS* **189**, 240 (2010).
- [2] П.Е.Булатов, А.А.Белов, Н.Н.Калиткин, Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, **173**, 1-32 (2018)
- [3] V. Paxton *et al.* *ApJS* **192**, 3 (2011).

Использование Python для диагностики и настройки разрезного микротрона

М.А. Борисов^{1,2}

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, научно – исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцина;*

² *ООО «Лаборатория электронных ускорителей МГУ»*

E-mail: muchmaxx@gmail.com

Python – высокоуровневый язык программирования общего назначения, ориентированный на повышение производительности разработчика и читаемости кода, который смог удачно аккумулировать в себе «находки» из других языков программирования [1]. Это привело к появлению языка программирования, который за более чем 25 лет своего существования успел понравиться, обрасти массой накопленного кода – и в результате стать одним из самых распространённых языков программирования. В этом и состоит основная причина, по которой для написания программы был выбран именно Python – наличие большого количества библиотек позволяет с легкостью обрабатывать и выводить данные.

Основная цель программы – расчет динамики заряженных частиц, движущихся в электромагнитных полях, загружаемых извне (CST, Poisson Superfish и т.д.) [2]. Далее производится интегрирование методом Рунге – Кутты четвертого порядка. На этапе тестирования программы сравнивались с CST, ASTRA и RTMTrace [3]. Существенных расхождений выявлено не было.

Основной мотивацией по написанию данной программы послужила некоторая «ограниченность» современных решений по трех – мерному расчету динамики заряженных частиц, особенно для специфических случаев. Программа с открытым кодом позволяет надстраивать над ней различные модули и структуры. В данной работе была рассмотрена возможность настройки разрезного микротрона по синхротронному излучению.

Из классической электродинамики известно, что при ускорении заряженная частица излучает электромагнитную энергию. В магнитном поле частица движется по окружности, испытывает центростремительное ускорение и излучает:

$$\omega_{max} \sim \frac{E^2 B c^2}{(m_0 c^2)^3}$$

где B – величина магнитного поля поворотного магнита, E – энергия частицы [4]. На рисунке 1 представлен пример регистрации синхротронного излучения пучка в вакуумной камере одного из магнитов импульсного разрезного микротрона RTM-55 НИИЯФ МГУ [5]. Для этого ускорителя далее был проведен ряд расчетов для определения параметров пучка по фотографиям такого вида и его дальнейшей настройки.

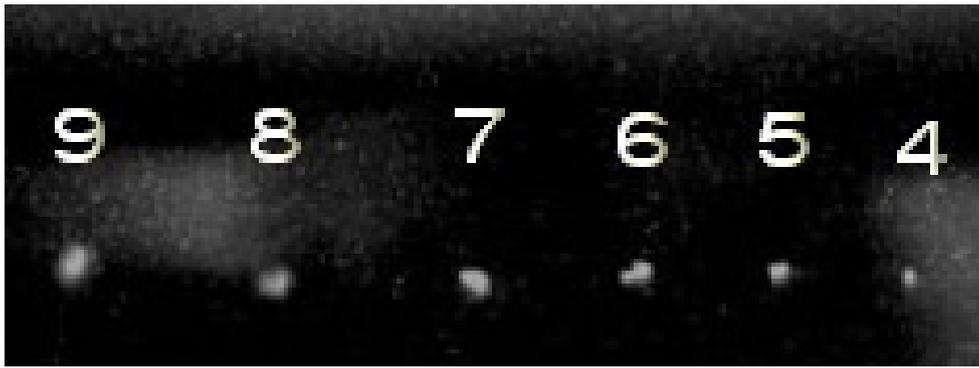


Рис. 1. Пример синхротронного излучение пучка с различных орбит

Была построена геометрия по данным из RTMTrace и отчетов. Поля ускоряющей структуры преобразуются из цилиндрических координат к декартовым и добавляется в программу. Равновесный прирост энергии составляет 5 МэВ. Поля поворотных магнитов имеются только для 1 - Д случая. Поэтому не будем рассматривать динамику частиц по оси Y. Матричные преобразования для квадрупольных линз RTMTrace были заменены полями квадрупольных линз, рассчитанных по CST. Поля линз подбираются таким образом, чтобы по оси X соответствовать RTMTrace. С этими полями производилась оптимизация геометрии, инжектируя частицы с энергией 50 кэВ. В качестве оптимизационной переменной бралась вариация по фазе равновесной частицы на последних 7 орбитах. После получения траектории равновесной частицы, далее будем рассматривать лишь ее одну.

Далее исходя из параметров предоставленной фотокамеры (значений размера матрицы и фокусного расстояния) и чертежей вакуумной камеры поворотного магнита, было определено оптимальное положение фотокамеры для регистрации пяти орбит, начиная с четвертой (рисунок 2).

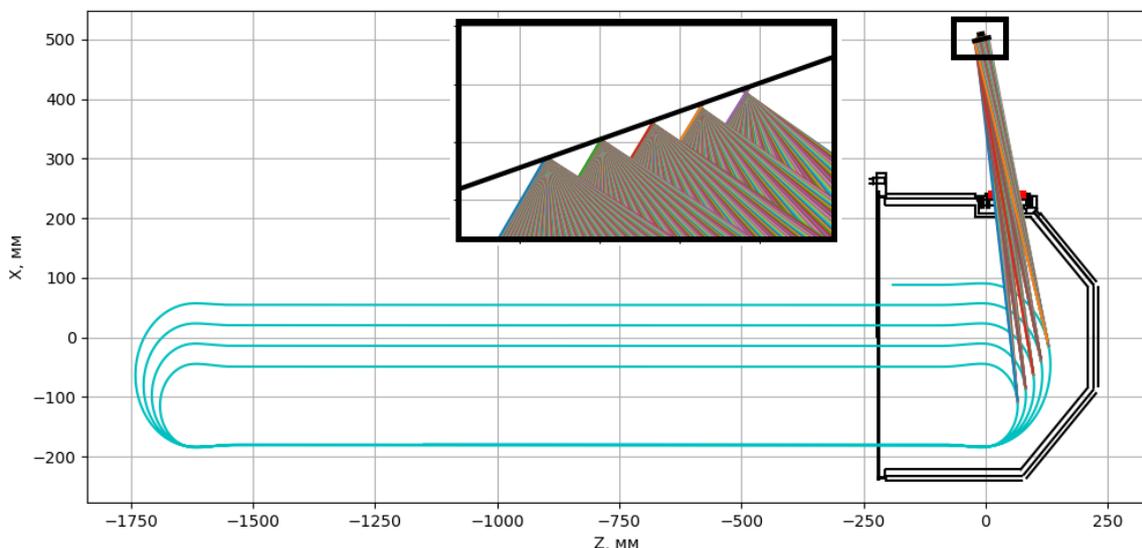


Рис. 2. Получение изображения на фотокамере от равновесной частицы

Исходя из положения центра изображения одной траектории однозначно определить параметры частицы нельзя, так как одинаковому изображению может соответствовать различные траектории частицы. Для однозначного определения параметров было предложено 2 способа:

1. Первый способ заключается в получении изображения пучка при различных положениях камеры. Зная матрицы перехода и поворота между двумя камерами можно восстановить положение частицы в пространстве исходя из того факта, что чем дальше частица находится от камеры, тем меньший ее сдвиг будет на изображении.
2. Второй способ заключается в анализе сразу нескольких положений частицы на разных орбитах. Зная геометрию ускорителя можно восстановить какие параметры частица должна была иметь для создания именно такого изображения.

Использование первого способа в теории позволяет восстановить целый отрезок траектории, там самым давая информацию об энергии пучка, его сдвиге по оси X, Y и продольным импульсам. Однако данный метод требует привязки к вакуумной камере и оперирует в абсолютных координатах. Поэтому его ошибки высоки. Вторым методом более надежный, так как он основан на сравнении рассматриваемой частицы с равновесной.

Было проведено моделирование динамики частицы и ее фотографии при различных отклонения ее параметров от равновесного значения. В качестве таких параметров была взята энергия E, координата X и поперечный импульс P_x. На рисунке 3 показана зависимость положения центра изображения частицы на первой орбите в зависимости от ее смещения по энергии относительно равновесного значения. На рисунке также видно, что значительные искажения вносит тот факт, что пиксели матрицы имеют конечный размер. Этот эффект может быть уменьшен путем увеличения фокусного расстояний объектива или увеличение разрешения матрицы камеры.

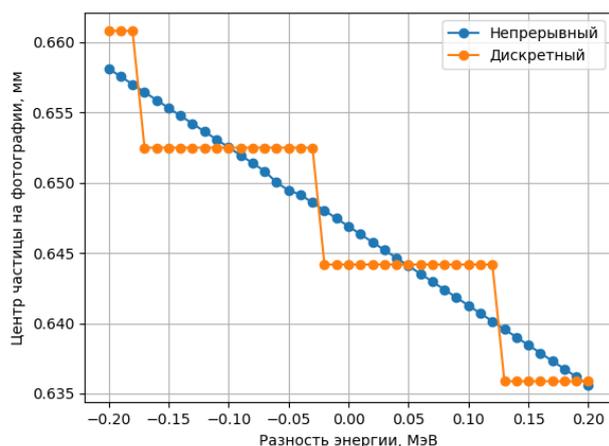


Рис. 3. Зависимость центра частицы на фотографии от ее смещения по энергии относительно равновесной частицы

Используя такие зависимости был набран определенный массив данных, состоящих из различных комбинация смещения по выбранным трем осям.

Далее аппроксимируя эти данные можно восстанавливать какой форме фотографии соответствует определенные параметры частицы. Аппроксимация производилась при помощи библиотеки `scikit-learn` (при помощи аппроксимации полиномами) и при помощи библиотеки `Pytorch`. Проверкой выступал массив данных из ста случайных параметров частицы. Смотрелось абсолютное их отклонение от предсказанного. В таблице приведены медианы этих отклонения для наиболее лучшей модели:

| Х, Рх, Е | Тип | Непрерывный | Дискретный |
|-------------|-----|-------------|------------|
| Х, м | | 0.000323 | 0.000379 |
| Рх, МэВ / с | | 0.001441 | 0.001116 |
| Е, МэВ | | 0.005850 | 0.011141 |

Используя такие данные последовательно на каждой орбите, можно исправлять отклонения параметров пучка от равновесного значения при помощи корректоров. Также в данную модель можно добавить и другие параметры, влияющие на равновесную частицу (например, несоответствие частицы по фазе или отклонение амплитуды поля в ускоряющей структуре).

В результате работы была построена геометрия, близкая к геометрии разрезного микротрона RTM-55 НИИЯФ МГУ. Было смоделировано получения изображения частиц по синхротронному излучению. Для оценки параметров частиц был выбран метод сравнения ее изображения с изображением равновесной частицы. Были построены модели, предсказывающие параметры частицы (ее координату Х, продольный импульс Рх и энергию Е относительно равновесной частицы).

Выражаю особую благодарность своему научному руководителю Шведуну Василию Ивановичу за ценные советы и рекомендации при создании данной работы. Также я крайне признателен Ханкину Вадиму Валерьевичу за помощь в некоторых практических аспектах.

1. В.А. Антонюк GPU+Python. Параллельные вычисления в рамках языка Python. — Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, 2018. — 48 с...
2. S. Humphries Principles of charged particle acceleration. – Courier Corporation, 2013.
3. V.I. Shvedunov. et al. RTMTRACE. – 1989.
4. А.Н. Лебедев, А.В. Шальнов Основы физики и техники ускорителей. Том 2. Циклические ускорители //М.: Энергоиздат. – 1982. – С. 239.
5. А.Н. Ермаков и др. Многоцелевой импульсный разрезной микротрон на энергию 55 МэВ//Приборы и техника эксперимента. – 2018. – №. 2. – С. 20-37.

ДИСТАНЦИОННАЯ ЛУЧЕВАЯ ТЕРАПИЯ: КРАТКИЙ ОБЗОР МЕТОДА ОПТИМИЗАЦИИ ПОДВОДА ДОЗЫ IMRT

М.А. Мочалова¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова

E-mail: mma3915@gmail.com

Предметом изучения онкологии являются доброкачественные и злокачественные образования в теле человека. Они возникают из-за массового нарушения механизмов деления и роста клеток; при этом злокачественные опухоли, в отличие от доброкачественных, представляют из себя прямую угрозу здоровью (и, иногда, жизни) человека. Злокачественное образование представляет собой практически бесконтрольно размножающиеся клетки, способные создавать вторичные очаги распространения (метастазы) и проникать в близлежащие структуры, препятствуя их нормальному функционированию.

Лучевая терапия (ЛТ) – один из основных современных методов борьбы с онкологическими заболеваниями. С помощью узконаправленного ионизирующего излучения (корпускулярного или волнового) можно добиться не столько разрушения клеток, сколько прекращения их бесконтрольного деления (если клетки структуры перестают делиться, то она будет постепенно уменьшаться в размерах). Существуют разные виды лучевой терапии (классификация производится, в основном, по типу излучения или методу подвода дозы к цели). В этой работе будет рассмотрена дистанционная ЛТ, использующая торможение электронов на мишени для получения гамма-лучей. Энергетически выгодно тормозить именно электроны: ускорение обратно пропорционально массе частицы, т.е. тормозное излучение электрона будет, например, в тысячи раз интенсивнее тормозного излучения протона, а линейный ускоритель электронов до требуемых энергий (порядка 6 - 20 МэВ) существенно меньше и дешевле протонных аналогов. [1]

Гамма-лучи, полученные в лечащем устройстве, распространяются во всех направлениях, поэтому, чтобы воздействие на организм было эффективным (т.е. приводило к прекращению деления клеток опухоли, минимально повреждая близлежащие здоровые структуры), необходимо использовать коллиматоры - устройства для получения поля формы, соответствующей форме образования.

Лечение предполагает несколько этапов. Сначала проводится диагностика (КТ (рентгеновское излучение), при необходимости: МРТ). Далее, в соответствии с полученными изображениями образования составляется план лечения: определяются с укладкой пациента, методом облучения и подводимой дозой. Одна из ключевых задач при планировании терапии –

облучить опухоль так, чтобы минимально задеть здоровые ткани. Добиться повышения точности («quality assigasy») можно на разных этапах.

Во-первых, создаются различные планирующие системы, позволяющие как можно проще и точнее обрисовать (оконтурить) опухоль. Во-вторых, выбирается оптимальное (удобное для проведения терапии) расположение пациента относительно облучающей части аппарата. Оно регулируется и тщательно контролируется (IGRT – технологии контроля ЛТ по изображению) во избежание случайного перемещения мишени, что грозит облучением здоровых тканей. В-третьих, с помощью многолепестковых коллиматоров создаётся поле, максимально приближенное по форме к форме злокачественной опухоли, и/или создаётся переменная (градиентная) интенсивность пучка для лучшего распределения дозы по структуре.

Рассмотрим один из достаточно распространенных методов повышения эффективности дистанционной лучевой терапии. IMRT – модулированная по интенсивности радиотерапия; позволяет создать радиационное поле формы, соответствующей опухоли, и облучить отдельные объемы с разной интенсивностью за один сеанс. Градиент интенсивности появляется за счет движения лепестков коллиматора. Одновременное использование методов IMRT и IGRT позволяет увеличить, не теряя точности, фракции (вплоть до единовременного подведения всей требуемой дозы). [4] В этой работе IMRT будет описана как функция планирующей системы Pinnacle³ - P³IMRT. [3]

Перед проведением оптимизации создается план терапии. В соответствии с полученными изображениями опухоли определяются с зоной (или зонами) интереса – контурами областей, представляющих при планировании лечения наибольшую важность (опухоль и жизненно важные структуры). Назначаются контрольные точки с данными о требуемых параметрах и изменениях луча. Данные из контрольных точек преобразуются в информацию о положении лепестков МЛК, чтобы после прохождения МЛК в контрольную точку попадал луч с параметрами, максимально близкими к заданным. План оптимизируется за счет уточнения позиций и движения лепестков коллиматора.

P³IMRT оптимизирует план в зависимости от дозы, доставляемой в зону интереса. Часто в планах возникает перекрывание этих зон из-за сложной структуры опухоли, получения неточных изображений и невозможности идеального очерчивания целевого объема (см. рисунок 1). Подобные ситуации называются конфликтами целей. Под целевым объемом понимают объем, в который необходимо подвести дозу для обеспечения требуемого результата. Создание «дозоформирующей» зоны интереса может облегчить получение удовлетворительных результатов и направление дозы в нужные области. Соответствие дозоформирующих зон интереса определенным структурам не требуется. Они просто определяют область, в которой необходимо сформировать дозу посредством указания подходящей цели.

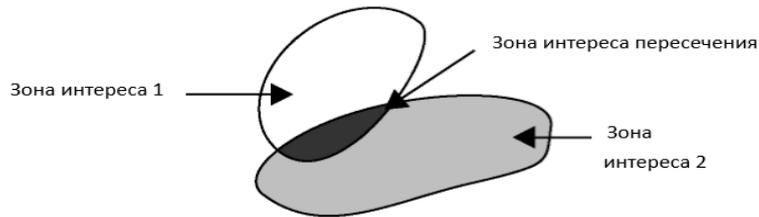


Рис. 1: конфликт целей 1 и 2.

Стоит отметить, что высокая доза на краях целевого объема недопустима: в противном случае строятся дополнительные границы зоны интереса.

В системе планирования Pinnacle³ существуют 4 стратегии обхода конфликтов целей в зависимости от характера конфликта:

1. Цели на основе ГДО (учитывается только заданная пользователем часть зоны интереса);
2. Удаление наложения (пересечение удаляют, назначают вместо него еще одну зону и определяют цели для каждой из трех получившихся зон);
3. Настройка весовых коэффициентов (конфликтующим целям назначают вес);
4. Долевое наложение (каждой области присваивают особое процентное значение, характеризующее принадлежность области к зоне интереса для опухоли (~100%) или для здоровых тканей (~0%)).

В случае возникновения конфликта целей сначала устраняют конфликт, а затем уже проводят оптимизацию плана лучевой терапии. Система планирования Pinnacle³ в основном предполагает использование 4ой стратегии обхода.

R³IMRT позволяет также проводить лечение с помощью динамической дуги (модулированный по интенсивности план осуществляется за одну ротацию гантри). Для этого предусмотрен метод SmartArc (аналог VMAT). Этот метод требует высокой точности расчетов и потому является времяемким.

...Несмотря на то, что использовать электронные ускорители для ЛТ проще, большую популярность приобретают аппараты на протонах. Дело в том, что различное излучение обладает различной биологической

эффективностью. Так, у протонов она выше, чем у электронов (в т.ч. из-за существования пика Брэгга), но еще выше – у нейтронов. Некоторые исследовательские группы заняты разработкой аппарата, способного обеспечить облучение опухоли пучком нейтронов.[2] Очевидным преимуществом такой терапии будет, в том числе, независимость степени воздействия нейтронного пучка на резистентные злокачественные опухоли от содержания в них кислорода. С другой стороны, нет единого мнения, как направлять и удерживать нейтральный пучок и какими источниками пользоваться. И если в случае с тормозным излучением электронов требуется коллиматор, то в предполагаемых нейтронных аппаратах для фокусировки пучка на цели потребуются минимум два.

В заключение можно сказать, что лучевая терапия очень востребована, находится в непрерывном развитии и поиске лучших решений. Разрабатываются новые методы лечения онкологических заболеваний и оптимизируются уже существующие. Современные исследования направлены также на создание компьютерных технологий, позволяющих с максимальной точностью диагностировать заболевания, получать изображения и, соответственно, планировать лучевую терапию.

1. <http://nuclphys.sinp.msu.ru> Ускорители для терапии и диагностики
2. Century Thomas K Kroc, James S Welsh Neutron Therapy in the 21st Century
3. Philips Medical Systems Pinnacle³ 16.0 Руководство по эксплуатации P³IMRT
4. Г.М. Жаринов, Н.Ю. Некласова Дистанционная лучевая терапия – история, достижения, перспективы

РЕГИСТРАЦИЯ ПРОФИЛЯ ПУЧКА СИНХРОТРОННОГО ИСТОЧНИКА РЕТРА-III С СУБМИКРОННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ И ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИМ ДИНАМИЧЕСКИМ ДИАПАЗОНОМ

С.С. Макаров^{1,2*}, С.А. Пикуз^{2,3}, А.П. Черняев¹, С.Н. Рязанцев², Т.А. Пикуз^{2,4}, А.В. Бузмаков⁵, Max Rose⁶, S. Lazarev^{6,7}, T. Senkbeil⁸, A. von Gundlach⁸, S. Stuhr⁸, Ch. Rumancev⁸, D. Dzhigaev^{3,6}, P. Skopintsev⁶, I. Zaluzhnyy^{3,6}, J. Viefhaus⁶, A. Rosenhahn⁸, R. Kodama⁹, I. Vartanyants^{3,6}

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова; ² Объединенный институт высоких температур РАН, ³ НИЯУ МИФИ, ⁴ Institute for Open and Transdisciplinary Research Initiatives, Japan, ⁵ Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, ⁶ Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Germany, ⁷ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, ⁸ Analytical Chemistry - Biointerfaces, Ruhr-University Bochum, Germany, ⁹ Institute of Laser Engineering, Osaka University, Japan

E-mail: seomakarov28@gmail.com

Различные методы диагностики с использованием рентгеновского излучения, такие как когерентная дифракционная визуализация, птихография, малоугловое рентгеновское рассеяние широко используются в наши дни для изучения вещества на нано-уровне. Современные когерентные источники рентгеновского излучения такие как синхротроны, а также недавно разработанные рентгеновские лазеры на свободных электронах (XFEL) открывают уникальные возможности для экспериментальных исследований в области физики высокой плотности энергии, в которых высокое пространственное разрешение и динамический диапазон метода рентгеновской визуализации имеют решающее значение. Обычно фотодиоды, изображающие пластины (Image Plates), радиохромные пленки и ПЗС-матрицы используются в таких исследованиях, как системы детектирования рентгеновского излучения. Однако к недостаткам упомянутых детекторов можно отнести относительно низкое пространственное разрешение (как правило более 15 мкм) и ограниченный динамический диапазон (не более 16-bit).

Относительно новым и перспективным детектором является кристалл фторида лития (LiF) в виде объемного кристалла или тонкой пленки, который продемонстрировал свои возможности в качестве инструмента для 2D- и 3D-визуализации в широком диапазоне применений. Однако для его полноценного использования в качестве детектора рентгеновского излучения необходимо знать его метрологические свойства.

В данной работе представлены результаты измерений свойств кристалла LiF. Исследования проводились на синхротронном источнике рентгеновского излучения РЕТРА III (Гамбург, Германия). Схема эксперимента представлена на рис.1: рентгеновское излучение энергии 500 эВ проходило через щель

$d=100\mu\text{m}$ и далее сформированная дифракционная картина регистрировалась детектором. На первом этапе профиль пучка был зарегистрирован откалиброванным фотодиодом на расстоянии 11мм от щели. Далее в этом же месте был измерен профиль пучка с помощью детектора кристалла фторида лития LiF. Основываясь на сравнении полученных данных, были найдены метрологические свойства кристалла LiF как детектора рентгеновского излучения. Измерения распределения дозы рентгеновского излучения в разных плоскостях пучка позволили определить полный динамический диапазон и пространственное разрешение детектора фторида лития (LiF).

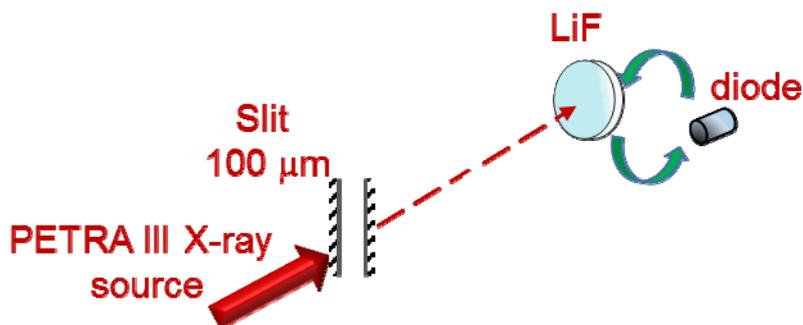


Рис.1. Схема эксперимента

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ СТЕКЛОТЕКСТОЛИТА ПОСЛЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ВАКУУМИРОВАНИЯ

В.А. Ашмарин, О.Е. Евстифеев

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ)

E-mail: valentin.ashmarin@edu.hse.ru,

Настоящая работа ставит своей целью определить в лабораторных условиях, после длительной выдержки в вакууме, электрическую проводимость стеклотекстолита ФТС-2 для оценки возможного снижения этого параметра в натуральных условиях эксплуатации в составе аппаратуры космического аппарата (КА) на околоземной орбите. Кроме того, в работе экспериментально получены температурные зависимости проводимости стеклотекстолита ФТС-2 до и после длительного вакуумирования и на основе этих зависимостей вычислены две различные энергии активации проводимости: своя для каждого случая. Это обстоятельство имеет важное значение для последующей идентификации частиц участвующих в процессе электропереноса.

Введение

Разрядные импульсы внутри корпуса КА являются следствием внутренней электризации элементов радиоэлектронной аппаратуры, содержащей диэлектрические материалы. Во время геомагнитных возмущений электроны высоких энергий проникают сквозь корпус КА и тормозятся в металлических, полупроводниковых и диэлектрических материалах. Накопление электронов в металлах и полупроводниках быстро, за доли секунды нивелируется и избыток частиц уносится за счет фотоэлектронной эмиссии если КА освещен Солнцем. Если КА находится в тени, то потенциал всех проводящих элементов будет плавающим, но одним и тем же для всех этих элементов. По-другому обстоит дело с накоплением электронного заряда в объеме диэлектриков. Как правило, максвелловское время релаксации объемных зарядов в диэлектриках составляет часы и дни. Поэтому между проводящими и диэлектрическими элементами КА возникают значительные разности потенциалов, что приводит к возникновению электростатических разрядов (ЭСР). Чем выше проводимость диэлектрика, тем меньше максвелловское время релаксации зарядов в нем, тем ниже его электризуемость и тем меньше вероятность возникновения ЭСР. Таким образом, способность диэлектриков противостоять возникновению ЭСР определяется проводимостью этих диэлектриков, которая сильно различается при наземных испытаниях и при воздействии факторов космического пространства. В настоящей работе сделана попытка связать проводимость диэлектрика космической техники, с условиями предшествующими ее измерению. Показано, что длительная выдержка фольгированного стеклотекстолита в вакууме приводит к значительному падению его проводимости, что аналогично возрастанию электризуемости. Кроме того, установлено, что длительное вакуумирование меняет механизм проводимости диэлектрика в нем, что приводит к увеличению энергии активации

проводимости. Спонтанные ЭСР, создаваемые в областях сильных электростатических полей, приводят к аварийным ситуациям в аппаратуре КА.

В настоящее время экспериментально, в натуральных условиях, определены значения разности электрических потенциалов или величины электрических полей, при которых возможно возникновение ЭСР на околоземной орбите. Минимальная разность потенциалов между защитным стеклом солнечного фотопреобразователя и тонким (диаметр 0,2 мм) серебряным проводником была экспериментально зарегистрирована на уровне 500 вольт. Это значение разности потенциалов служит для оценки возможности возникновения ЭСР и является первым критериальным числом.

Минимальное электрическое поле, при котором был зафиксирован поверхностный ЭСР через вакуумный промежуток составило 10^7 В/м. Это второе критериальное число.

Минимальное электрическое поле, которое привело к ЭСР в объеме диэлектрика составило $2 \cdot 10^7$ В/м. Это третье критериальное число для оценки возможности возникновения ЭСР.

Приведенные выше критериальные числа в большей степени относятся к поверхностной электризации КА. Четвертое критериальное число было определено с помощью грамотно поставленных экспериментов на технологическом КА CRRES, который был выведен на околоземную орбиту в 1991 году специально для изучения процессов внутренней электризации. Это число представляет собой суммарный флюенс $2 \cdot 10^{10}$ электронов/см² набранный за 10 часов воздействия. Эти критериальные числа приведены в работах [1,2].

В настоящее время предложено и обсуждалось на конференции (SCTC 2018, в г. Кобе, Япония) пятое критериальное число, которое ровно на порядок ниже, чем третье и составляет $2 \cdot 10^6$ В/м. При таком электрическом поле возможны ЭСР из объема пластикового корпуса на вершину или ребро кристалла п/п прибора. Это критериальное число учитывает усиление электрического поля на порядок величины за счет упомянутых выше неоднородностей [3].

Как отмечал Фредериксон в своей работе [4] электроны с энергией в 5 кэВ способен проникать, примерно, на 1мкм вглубь материала, тогда как заряды равные 1МэВ способны на проникновение внутрь материала вплоть до нескольких мм. Соответственно процесс глубокого диэлектрического заряжения, представляет собой движение накопленного заряда, благодаря электрическому полю, как снаружи, так и внутри диэлектрика. Диэлектрические материалы, обладающие меньшим, чем 10^{12} Ом/см объёмным сопротивлением имеют время релаксации менее 0,2 с и в стандартных условиях вакуума на орбите не сохраняют заряды длительное время.

Фредериксон с коллегами в работах [4,6] показал, что проводимость диэлектриков имеет сильную изменчивость и заметно снижается при проведении эмпирических опытов, проводимых в условиях околоземного космоса. Материалами, рассмотренными в данной работе, были, стеклотекстолит FR4 из которого создаются печатные платы, керамика, в основе которой Al_2O_3 и политетрафторэтилен PTFE. В статье рассматриваются

параметры, по которым необходимо отбирать материалы и их необходимые показатели для решения вопросов, связанных с повышенным вероятностным уровнем возникновения электростатических разрядов. Также в статье описывается сложности определения параметров и то, что величина проводимости, измеренная в наземных условиях, может отличаться от натуральных условий на орбите КА на порядки. Авторы предполагают, что вопрос является фундаментальным и требует больших исследований.

В большинстве случаев создание электростатического заряда основано на внедрении электронов, что объясняет природу смещения точки максимального потенциала в отрицательную сторону относительно корпуса спутника.[7]

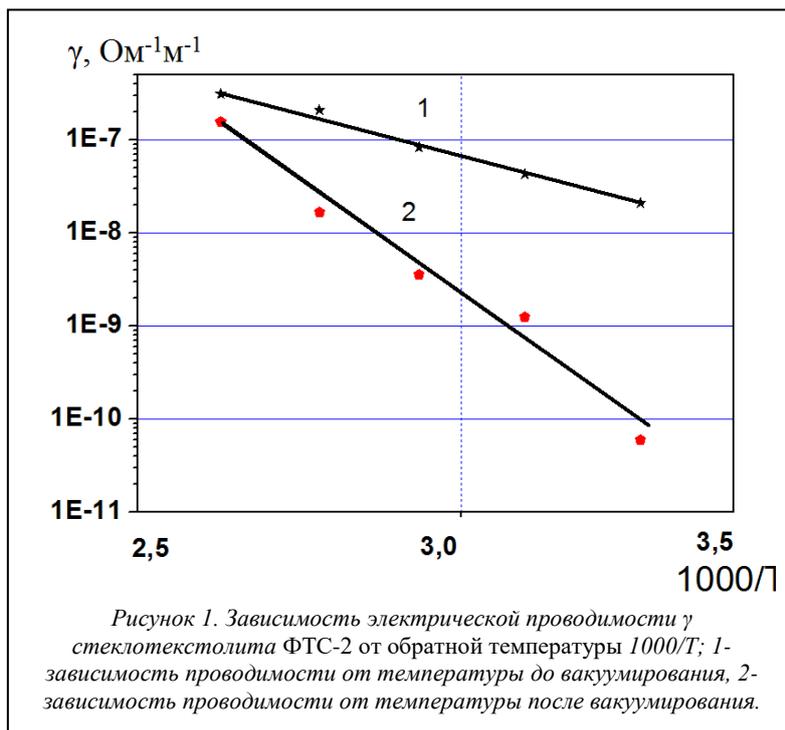
В работе [5] Бэлмэйн с коллегами опытным путём оценили происхождение основного физического феномена электростатической зарядки, который помогает в детектировании и диагностике наихудшего случая. Заряд и ток вносят существенное ограничение в оценку разрядного импульса. Статья описывает классические случаи происхождения электростатических разрядов и выводит перечень тезисов, связанных с диэлектрической электризацией. Среди которых есть следующие утверждения: разряд в электроде линеен и прямо пропорционален области поверхности диэлектрика, ток, в свою очередь, в экстремуме, как и продолжительность импульса равны квадратному корню из площади. А также, энергия, рассеиваемая на резисторе с низким полным сопротивлением равна отношению площади к 1.5 мощности. Стоит отметить, что в статье были рассмотрены электронные пучки с энергией от 10 до 50 кэВ и импульсы были однополюсными, в большей части треугольной формы.

В проведённом в настоящей работе эксперименте рассмотрены характеристики и применимость использования фольгированного диэлектрика для печатных плат: стеклотекстолита ФТС-2. Рассмотрена возможность его применение в космической технике на основе исследования его темновой электрической проводимости.

На рисунке 1 представлен график зависимости электрической проводимости на постоянном токе от обратной температуры для образца фольгированного стеклотекстолита ФТС-2.

Различный наклон спрямленных в координатах $\log \gamma - 1000/T$ зависимостей проводимостей стеклотекстолита от обратной температуры указывает на различие энергий активации проводимости этого материала до и после вакуумирования. При этом энергия активации проводимости до вакуумирования равна $E_a = 0,34$ эВ (кривая 1) и $E_a = 0,97$ эВ (кривая 2) после вакуумирования. Однако, в данном случае, необходимо уточнение, что абсолютное значение проводимости стеклотекстолита после длительной выдержки в вакууме снизилось почти в 300 раз по сравнению с проводимостью

исходного образца при той же комнатной температуре.



1. NASA-Technical Handbook: Mitigating in-Space Charging Effects—A Guideline, document Rec. NASA-HDBK-4002A, Mar. 2011.
2. H.B.Garrett and A.C.Whittlesey, Guide to Mitigating Spacecraft Charging Effects. New York, NY, USA: Wiley, 2012
3. V.S.Saenko, A.P.Tyutnev, M.A.Afanasyeva, A.E.Abrameshin. Spacecraft Internal Charging Simulation of the Electronics Device Plastic Cases // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47. No. 8. P. 3648-3652
4. A.R.Frederickson, A.C.Whittlesey, H.B.Garrett, Comparing CRRES Internal Discharge Monitor Results with Ground Tests and Published Guidelines, 2001.
5. K.G.Balmain and G.R.Dubois, Surface discharges on teflon, mylar and kapton, IEEE Trans Nucl. Sci., vol 26, pp. 5146-5151
6. E.G.Mullen, A.R.Frederickson, G.P.Murphy, K.P.Ray, E.G.Holeman, D.E.Delorey, R.Robson and M.Farar, An Autonomous Charge Control System at Geosynchronous Altitude: Flight Results for Spacecraft Design Consideration, IEEE Trans, Nucl. Sci. 44(6), 2188-94, Dec. 1997.
7. ESA ECSS E 10 40A. Space engineering: Space environment. 2000.

Зависимость потерянной поперечной энергии $E_{T\text{-miss}}$ от pile-up в событиях с двумя лептонами в канале $H \rightarrow WW^*$ при $\sqrt{s}=13$ ТэВ по данным эксперимента ATLAS на БАК

И.П. Мордовец

Институт теоретической и экспериментальной физики им. Алиханова

E-mail: mordovetc.ip14@physics.msu.ru

В данной работе представлены результаты анализа событий с электроном и мюоном в конечном состоянии в области сигнала от бозона Хиггса Стандартной модели с массой 125 ГэВ в механизме его рождения за счет слияния векторных бозонов в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере.

В анализе использовалась полная статистика событий протон-протонных столкновений, набранных в 2015-18 гг. при энергии в их системе центра масс 13 ТэВ. Использовались последние версии программы реконструкции и моделирования событий фона с новым алгоритмом восстановления адронных струй PFlow. Детально изучена кинематика на ранних стадиях отбора событий. Оценены эффективность отборов событий и чистота сигнала в зависимости от светимости БАК. Изучена зависимость потерянной поперечной энергии от pile-up. Построены распределения средней потерянной поперечной энергии от количества взаимодействий в вершинах. Наблюдается удовлетворительное согласие данных и Монте-Карло моделирования.

Кинематические распределения для адронных струй изучались также и в контрольной области Z -бозона, где набранная статистика составляет десятки миллионов событий. В этой области, по сравнению с предыдущим исследованием, улучшено качество моделирования событий от Z -бозона и фона, отдельно изучались события, набранные при невысокой и высокой светимостях БАК, а также полностью оценены систематические погрешности, связанные со струями. Так же как и для VBF изучена зависимость потерянной поперечной энергии от pile-up и построены распределения средней потерянной поперечной энергии от количества взаимодействий в вершинах. Наблюдается в целом хорошее согласие экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования. Проблем при высокой светимости не обнаружено.

ПРЕДСКАЗАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОТОПОВ 107-110 ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

М.В. Симонов, Е.В. Владимирова

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

E-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

Введение.

Сверхтяжелые элементы с зарядом $Z > 100$ представляют собой очень интересный объект с точки зрения ядерной физики. Такие ядра являются многонуклонными системами ($A \sim 250$) с большим нейтронным избытком ($N/Z \sim 1,5$). В этой области ядер особо актуальным является вопрос о соотношении между каналами распада для каждого изотопа, с точки зрения микроскопической структуры ядер интерес представляет трансформация оболочечных эффектов и влияния спаривания нуклонов. Открытие новых изотопов и измерение их характеристик – необходимая задача для изучения нуклон-нуклонного взаимодействия и структуры ядер.

Данная работа посвящена особенностям применения метода локальных массовых соотношений в области сверхтяжелых ядер. Предложены различные подходы к оценке энергии связи ядра и получены энергии α -распада как основной моды распада для неизвестных изотопов с $Z = 107-110$.

Методика расчета.

Метод локальных массовых соотношений предлагает различные варианты алгебраических соотношений, связывающих между собой массы атомных ядер, или, как следствие, их энергии связи. Оценка масс неизвестных изотопов с использованием этих соотношений отличается хорошей точностью [1] и относительной математической простотой.

Поскольку синтез богатых нейтронами и короткоживущих сверхтяжелых нуклидов затруднен, исследуемая область NZ-диаграммы отличается небольшим количеством экспериментальных данных для энергии связи. Поэтому при выборе массовых соотношений приоритет отдавался уравнениям, включающим небольшое количество значений для расчета, а также обладающим наибольшей гладкостью.

Выражение для остаточного протон-нейтронного (np-) взаимодействия

$$\Delta_{np}(Z, N) = B(Z, N) + B(Z + 1, N + 1) - B(Z - 1, N) - B(Z, N - 1) \quad (1)$$

где $B(Z, N)$ – энергия связи ядра, с успехом может применяться [например, 2] для расчетов в области сверхтяжелых ядер. Необходимо найти аппроксимацию $\Delta_{np}(Z, N)$ и затем с помощью найденной зависимости итерационно рассчитывать одну из энергий связи B в уравнении (1). Однако такой подход имеет ограниченное применение: граница использования данного соотношения в настоящий момент определяется распределением по NZ-диаграмме измеренных на сегодняшний день масс нуклидов и соответствует $Z = 106$ и $N = 157$. Результаты расчётов масс ядер для ряда изотопов $Z = 102-$

106, выполненные нами ранее, представлены в [3,4].

Для получения оценок для ядер с $Z = 107-110$ были рассмотрены другие массовые соотношения с достаточно гладким поведением. Энергии отделения двух протонов S_{pp} и отделения двух нейтронов S_{nn}

$$S_{pp}(Z, N) = B(Z, N) - B(Z - 2, N) \quad (2)$$

$$S_{nn}(Z, N) = B(Z, N) - B(Z, N - 2) \quad (3)$$

в цепочках изотонов и изотопов, соответственно, ведут себя как линейные функции. В работе [5] было показано, что значения $\Delta_{np}^4(Z, N)$:

$$\Delta_{np}^4(Z, N) = \frac{-1^{N+1}}{4} [B(Z + 1, N + 1) - 3B(Z, N) + 3B(Z - 1, N - 1) - B(Z - 2, N - 2)] \quad (4)$$

близки к нулю для цепочек $N - Z = \text{const}$ для нечётного значения $N - Z$. Для наших расчётов были использованы аппроксимации $\Delta_{np}^4(Z, N)$ константой для изолиний $N - Z = 49, 53, 55$. С помощью найденных зависимостей были получены опорные массовые точки в области $Z > 106$ и $N > 157$, массы остальных ядер до ${}_{110}^{270}\text{Ds}_{160}$ оценивались по вариациям формулы (1). Сравнение с экспериментальными данными и оценками из других работ показало, что наилучший результат дает подход на основе энергий отделения двух протонов и двух нейтронов. Таким образом, использование линейной аппроксимации соотношения Δ_{np}^4 , которое дает удобные опорные точки на линии относительной стабильности, не оправданно. В таблице 1 сравниваются 3 способа расчета: « $S_{pp}\&S_{nn}$ » – опорные точки получены по аппроксимации $S_{pp}(Z)$ при $Z=100$ и $S_{nn}(N)$ при $N = 154$; « Δ_{np}^4 » – опорные точки получены по аппроксимациям Δ_{np}^4 при $N - Z = 49, 53, 55$; подход « $S_{pp}\&S_{nn}\&\Delta_{np}^4$ » учитывает оба приближения.

Таблица 1. Аппроксимации разностных характеристик и отклонение от экспериментальных данных

| Метод | $S_{pp}\&S_{nn}$ | Δ_{np}^4 | $S_{pp}\&S_{nn}\&\Delta_{np}^4$ |
|------------------------------|---|--|---------------------------------|
| Аппроксимация | $S_{pp}(Z) = (-0,910 \pm 0,021) \cdot Z + (100,7 \pm 2,1)$ $S_{nn}(N) = (72 \pm 4) \cdot N + (-0,39 \pm 0,03)$ | $\Delta_{np}^4(N - Z = 49) = -0,11 \pm 0,03$ $\Delta_{np}^4(N - Z = 53) = -0,210 \pm 0,016$ $\Delta_{np}^4(N - Z = 55) = -0,213 \pm 0,021$ | Те же |
| Сркв. Отклонение, МэВ | $6 \cdot 10^{-4}$ | 0,05 | 0,014 |

Результаты.

С использованием аппроксимаций для энергии отделения двух протонов $S_{nn}(N)$ и энергии отделения двух нейтронов $S_{pp}(Z)$ были получены оценки для энергии связи ядер с $Z = 100$ и $N = 158-160$ (по $S_{nn}(N)$), $N = 154$ и $Z = 107-110$ (по $S_{pp}(Z)$). Цепочки изотопов 107-110, а также 106 представлены на рисунке 1, где линиями обозначены результаты расчетов этой работы, данные расчетов в модели FRDM [6] обозначены пустыми маркерами с крестом, данные систематики AME2016 [7] – закрашенными (для эксперимента) и пустыми

маркерами (для оценок). График демонстрирует хорошее совпадение с данными АМЕ2016.

Также на основе энергий связи для дочернего и материнского ядра были получены оценки для энергии α -распада как преобладающего канала распада для сверхтяжелых нуклидов:

$$Q_{\alpha}(Z, N) = B(Z, N) - B(Z - 2, N - 2) \quad (5)$$

Результат расчетов энергии α -распада представлен на рисунке 2 (обозначения, как на рисунке 1). Поскольку энергии α -распада – разностная характеристика, ее значения сильно зависят от точности определения энергии связи ядер, соответственно расчеты согласуются хуже.

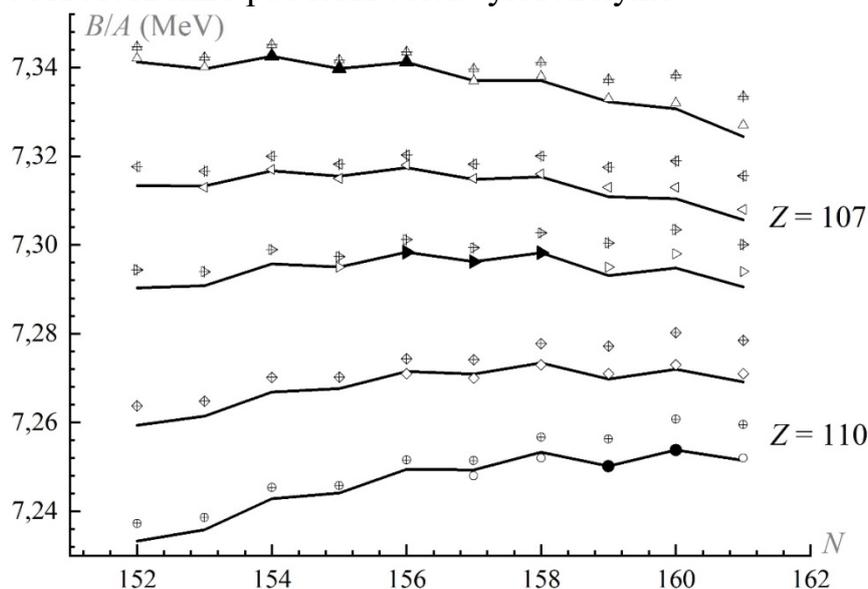


Рисунок 1. Расчет удельной энергии связи для цепочек изотопов Z=107-110

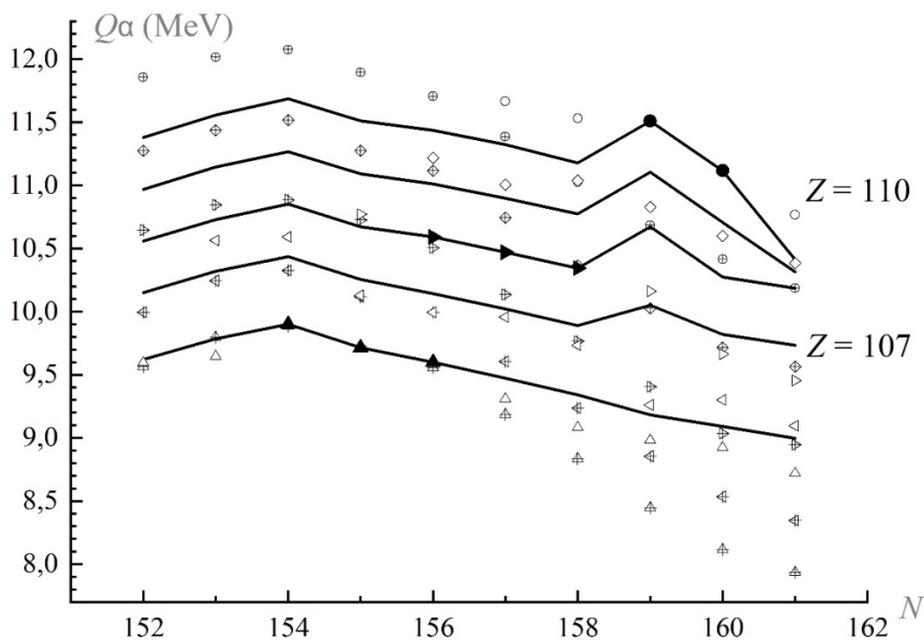


Рисунок 2. Расчет энергии α -распада для цепочек изотопов Z=107-110

Заключение

В данной работе с помощью метода локальных массовых соотношений получены энергии связи и энергий α -распада для изотопов элементов $_{107}Bh$, $_{108}Hs$, $_{109}Mt$, $_{110}Ds$ с $N = 152-161$. Использование как приведённых массовых соотношений (S_{pp} , S_{nn} , Δ_{np}^4 , Δ_{np}), так и других, имеющих гладкое поведение, уравнений, можно получать оценки для массовых характеристик неизвестных изотопов с достаточно высокой точностью.

Список литературы.

1. D. Lunney, J. M. Pearson, C. Thibault. Recent trends in the determination of nuclear masses // *Reviews Of Modern Physics* 2003. Vol.75, N3, p. 1021-1082.
2. G.J. Fu et al. // *Phys. Rev. C*. 2011. 84. 034311.
3. М.В. Симонов, Е.В. Владимирова, Т.Ю. Третьякова. Предсказание характеристик изотопов 102-106 элементов на основе массовых соотношений // Труды XIX Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине. – М.: Университетская книга, 2018.
4. Е. В. Владимирова, Б. С. Ишханов, М. В. Симонов, Т. Ю. Третьякова. Оценка энергий связи сверхтяжелых ядер на основе массовых соотношений для остаточного пр-взаимодействия // *Ученые Записки Физического Факультета МГУ*. 2019. № 3. С. 1930409
5. Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Vladimirova E.V. // *Chinese Phys.* 2019. С. 43. 014104.
6. P.Möller, A.J.Sierk, T.Ichikawa, H.Sagawa // *At. Data and Nucl. Data Tabl.* 2016. 109-110, p. 1-204.
7. G.Audi, F.G.Kondev et al. // *Chin. Phys.* 2017. С 41. 030001.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТОЧНОСТИ УКЛАДКИ ПАЦИЕНТА НА ОБЩЕЕ ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИ РАКЕ ПРЕДСТАТЕЛЬНОЙ ЖЕЛЕЗЫ

Е.Н. Лыкова¹, А.А. Молоков², Э. Р. Мухаметханова¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия; ²ООО «ПЭТ Технолоджи Балашиха», Балашиха,
Россия

E-mail: elinamkh97@gmail.com

Основная задача лучевой терапии – максимально сконцентрировать дозу ионизирующего излучения на опухоли, не затрагивая, по возможности, окружающие здоровые ткани и критические органы. Как известно, все внутренние органы подвижны, а геометрические ошибки практически неизбежны. Это приводит к снижению контроля самой опухоли, а также повышению риска переоблучения здоровых тканей. Одним из методов уменьшения рисков возникновения осложнений является улучшение локорегионального контроля над опухолью благодаря совершенствованию техники проведения лучевой терапии. Существуют два способа увеличения точности позиционирования. Первым делом, применяют различные методы иммобилизации. Помимо этого, требуется добавление адекватных отступов к клиническим границам мишени.

Ряд работ посвящен исследованию точности позиционирования пациента, а также поиску отступов к клиническим границам мишени. В работе [1] посредством СВСТ (Cone Beam Computer Tomography) и пары мегавольтных портальных изображений оценены интерфракционные смещения мишени при проведении лучевой терапии с использованием термопластических масок Q-Fix типа Aquaplast и Fibreplast для иммобилизации пациента. Оценены необходимые значения отступа от CTV к PTV, которые составили 2,1-3,9 мм для головы и 5,6-13,6 мм для простаты. В статье [2] приведены значения отступов от CTV к PTV при крупнофракционной дистальной лучевой терапии рака предстательной железы с иммобилизацией мишени облучения эндоректальным баллоном, которые составили от 1,27 до 1,89 мм. В работе [3] при укладке пациента только по меткам на коже, вычисленные отступы составили от 10,3 до 15,9 мм. При имплантированным в предстательную железу датчиками Calypso только в начале сеанса облучения вычисленные отступы составили от 2,4 до 4,8 мм. При использовании постоянного отслеживания мишени облучения в реальном времени с системой Calypso вычисленные отступы составили от 0,5 до 2,2 мм. В работе [4] приводится сравнение вакуумных матрасов и системы Hipfix(термопластические маски). 20 пациентов фиксировали с помощью термопластических масок и 20-с помощью матрасов. Для масок значение отступов получилось 5,1 мм, а для вакуумного матраса-2,8 мм.

Таким образом, можно сделать вывод о высокой эффективности методов иммобилизации для головы, что нельзя сказать о предстательной железе в силу высокой подвижности не только самой мишени, но и близлежащих критических органов.

В настоящей работе исследована статистика итерфракционных смещений мишени при облучении предстательной железы на ускорителе TrueBeam с учетом погрешности позиционирования на основе технологий визуализации СВСТ, а также оценены систематические и случайные компоненты погрешности позиционирования и на их основе рассчитаны необходимые значения отступа при преобразовании клинических объёмов.

Материал и методы

Данная работа была проведена в онкордиологическом центре “ПЭТ - Технолоджи Балашиха”. Лечение пациентов производилось на линейном ускорителе TrueBeam с использованием технологии IMRT (intensity-modulated radiation therapy - лучевая терапия модулированная по интенсивности). Ускоритель оснащен лечебным столом PerfectPitch 6DoF. Облучение производилось тормозными фотонами с энергиями 10 и 15 MV в режиме без сглаживающего фильтра (FFF).

Для пациентов с раком предстательной железы стандартным положением являлось положение строго вдоль стола лежа на спине, лицом вверх, головой к гантри, мочевого пузырь должен быть наполнен. КТ выполнялась на многосрезовом томографе GE Optima CT580w с шагом не более 3 мм, сканировался весь малый таз. Далее оконтуривались объёмы облучения (предстательная железа) и органы риска (мочевой пузырь, прямая кишка, головки тазобедренных костей). Создавался план лечения с использованием планирующей системы “Eclipse”.

В качестве методов иммобилизации использовались маски QFix с боковыми креплениями и подколенники, а также 4 рентгенконтрастные метки FlexiMarc G/T фирмы “Civco”. Метки сделаны из золота и титана. Титановая проволока соединяет два золотых элемента с фиксированной дистанцией 10 или 20 мм, обеспечивая картину визуализации.

Точность укладки пациентов, иммобилизованных с помощью термопластических масок, оценивалась с помощью СВСТ. В качестве источника киловольтного излучения использовалась рентгеновская трубка GS-1542 мощностью 2 кВт. Рабочее напряжение на трубке в режиме СВСТ при исследовании таза – 125 кВ.

При первой укладке пациент фиксировался на терапевтическом столе с помощью указанных выше средств иммобилизации. Метки, нанесенные на кожу пациента при его первоначальной разметке на КТ, совмещались с перекрестием пучков лазеров ускорителя. Далее, в соответствии с рассчитанными системой планирования смещениями стола, изоцентр облучения мишени совмещался с изоцентром терапевтической установки, проводилась визуализация мишени, совмещение расчетных и измеренных

цифровых изображений, расчет и реализация поправок смещения стола по каждой из координат. Полученное положение изоцентра считалось базовым и отмечалось новым набором кожных меток. При последующих укладках начальное положение стола устанавливалось по этим меткам, и смещения, полученные в процессе последующих визуализаций, отсчитывались от этого базового положения. Таким образом, смещения мишени при первой укладке существенно отличались от последующих. В связи с этим данные первых укладок были исключены из дальнейшего анализа.

Окончательное число пациентов, представленных в исследовании, составило 43 человека: 36 пациентов прошли облучение в традиционном режиме фракционирования, 5 пациентов прошли облучение в режиме гипофракционирования. Из исследуемой выборки были рассчитаны систематическая и случайная компонента смещения изоцентра относительно меток первоначальной укладки. Эти погрешности вычисляются по набору данных сдвигов в трех направлениях: вертикальное, продольное, латеральное. Систематическая погрешность позиционирования по популяции рассчитывалась по формуле (1).

$$\sum^2 = \frac{(m_1 - M)^2 + (m_2 - M)^2 + \dots + (m_n - M)^2}{N - 1} \quad (1)$$

где $m = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta_i}{n}$ - систематическая компонента смещения мишени,

Δ_i - погрешность позиционирования,

n - общее число фракций для данного пациента;

$M = \frac{\sum_{k=1}^N m_k}{N}$ - средняя погрешность укладки по популяции,

m_k - индивидуальная средняя погрешность k -го пациент,

N - общее число пациентов.

Далее была посчитана случайная компонента погрешности позиционирования: индивидуальная по формуле (2) и по популяции по формуле (3).

$$\sigma_{\text{ind}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta_i - m)^2}{n - 1}}, \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{setup}} = \frac{\sum_{k=1}^N m}{N} \quad (3)$$

Для подсчёта значений отступов CTV к PTV использовалась формула Van Herk[5]

$$m = 2,5\Sigma + 0,7\sigma$$

где Σ и σ – систематическая и случайная компоненты погрешности.

Отступы, посчитанные по данной формуле, позволяют обеспечить минимальной дозу 95% для 90% пациентов.

Результаты и их обсуждение

Анализ полученных данных показывает, что значения систематических и случайных компонент погрешности позиционирования значительно отличается по вертикальной оси для традиционного режима и режима гипофракционирования. Случайная компонента погрешности несколько выше систематической. На основе полученных оценок были рассчитаны отступы, необходимые для перехода от СТВ к РТВ при планировании лучевой терапии (табл.4).

| Направление оси | Значение отступа, мм |
|-----------------|----------------------|
| вертикальное | 5,9 |
| поперечное | 5,1 |
| латеральное | 7,1 |

Таблица 4- Значение отступов при переходе от СТВ к РТВ, мм

Далее был произведен перерасчёт плана одного из пациентов с изменением координат изоцентра с учётом отступов СТВ к РТВ. Из сравнения полученных и исходные ГДО можно сделать вывод, что СТВ практически не изменилось, а РТВ при этом выполнило свои функции и поменялось за счёт учёта геометрических погрешностей. Доза на прямую кишку увеличилась, а на мочевой пузырь уменьшилось за счёт того, что изоцентр был сдвинут только в одном направлении, так как перерасчет производился на готовом плане.

Заключение

Исследована статистика интерфракционных смещений мишени при облучении простаты с рентгенконтрастными метками на ускорителях TrueBeam с использованием для иммобилизации пациентов масок QFix с боковыми креплениями и подколениками. Сделаны расчеты случайной и статистической компонент погрешности позиционирования мишени и рассчитаны значения отступов при переходе от СТВ к РТВ. Максимальная погрешность позиционирования при облучении простаты получена в латеральном направлении, ее систематическая компонента составила около 1,69 мм, а случайная – 4,13 мм.. Во всех случаях систематическая компонента несколько меньше случайной.

На основе формулы Van Herk были рассчитаны значения отступов, необходимых для преобразования СТВ к РТВ. Максимальное значение отступа в традиционном режиме получено в латеральном направлении - 7,1 мм, минимальное в поперечном направлении - 5,1 мм.

После проведения работы можно сделать вывод о важности правильного расчёта отступа STV-PTV, дающий гарантию, что в дни, когда не производится визуализация укладки, расположение пациента будет таковым, что вся опухоль получит предписанную дозу. Поэтому рекомендуется использовать для различных локализаций отступы, рассчитанные именно для тех или иных опухолевых органов.

1. А.Ю.Смыслова, В.Н.Васильева, А.В.Дыкиной, А.А. Коконцева "Оценка точности позиционирования мишени при лучевой терапии с использованием термопластиковых масок".
2. Г.Е. Ройтберга, С.В. Усычкина, А.В. Бойко "Методические аспекты крупнофракционной дистальной лучевой терапии рака предстательной железы с иммобилизацией мишени облучения эндоректальным баллоном"
3. D. Litzenberg DW, JM Balter "Prostate intrafraction translation margins for real-time monitoring and correction strategies".
4. Peter White , Chui Ka Yee, Lee Chi Shan, Lee Wai Chung, Ng Ho Man and Yik Shing Cheung "A comparison of two systems of patient immobilization for prostate radiotherapy"
5. Van Herk M., Remeijer P., Rasch C., Lebesque J.V. "The probability of correct target dosage: dose-population histograms for deriving treatment margins in radiotherapy"

ПРОТОННАЯ И ИОННАЯ ТЕРАПИЯ ВНУТРИФРАКЦИОННО ДВИЖУЩИХСЯ ОПУХОЛЕЙ: ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ, ПОДХОДЫ И МЕТОДЫ

М.А. Белихин^{1,2,3}, А.П. Черняев³, А.А. Пряничников^{1,2,3}, А.Е. Шемяков^{1,2}

¹ Физический институт П.Н. Лебедева Российской академии наук, физико-технический центр, Протвино, Россия;

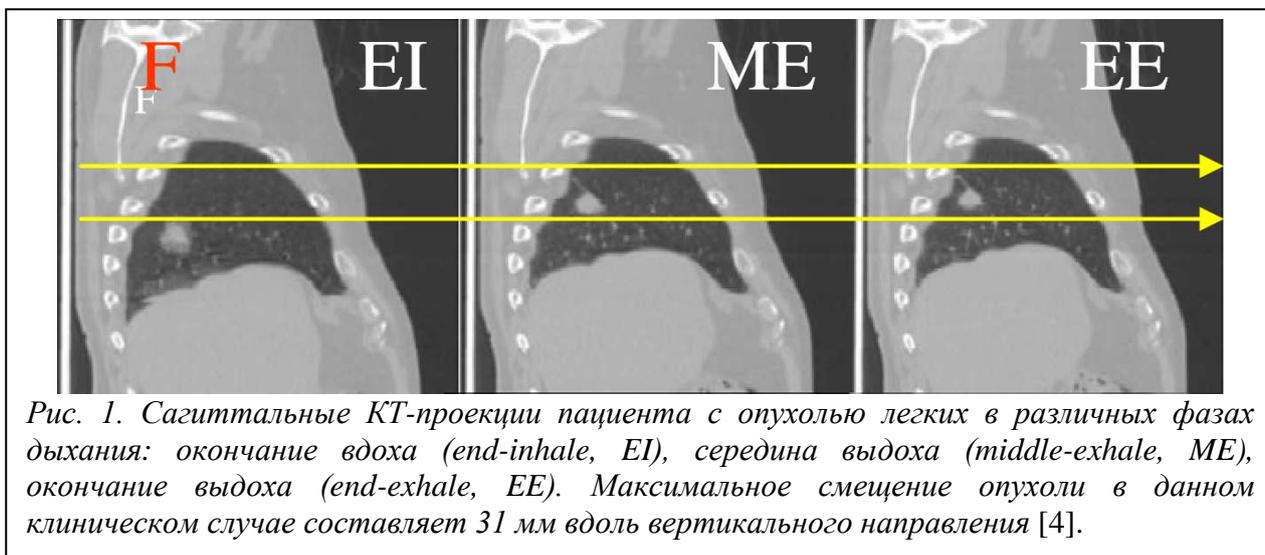
² ЗАО «ПРОТОМ», Протвино, Россия

³ Московский государственный университет им. Ломоносова, Москва, Россия;

E-mail: mikhailbelikhin@yandex.ru

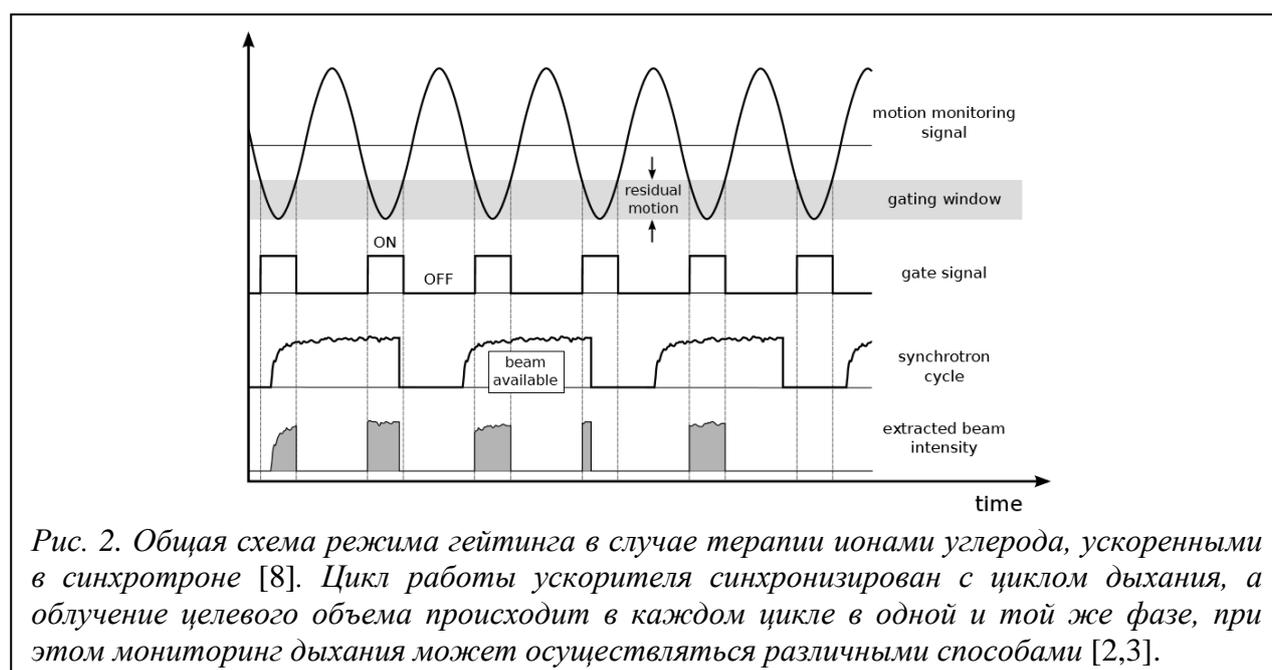
В последнее время протонная и ионная терапия сканирующим пучком является одним из наиболее активно развивающихся методов дистанционной лучевой терапии онкологических заболеваний. Основными преимуществами этого метода являются более высокая точность облучения, снижение радиационной нагрузки на здоровые ткани, более высокие значения ЛПЭ и ОБЭ (для тяжелых ионов, например, углерода) по сравнению с традиционной фотонной терапией. Эти преимущества обусловлены как фундаментальными физическими особенностями взаимодействия ускоренных заряженных частиц с веществом, так и современными технологичными системами позиционирования пациента и доставки пучка. Множество подтверждений этих преимуществ уже получено в клинической практике [1].

Тем не менее, основные достоинства терапии заряженными частицами могут быть реализованы только в случае полной неподвижности опухоли, например, в случае рака областей головы и шеи. В случае других наиболее распространенных локализаций областей грудной клетки и брюшной полости, таких как легкие, печень, молочная железа, предстательная железа и др. [2], достаточная точность может быть не достигнута [3]. Это происходит из-за вызванных дыханием и сердцебиением внутрифракционных [1-3] движений опухоли и окружающих ее органов и тканей (Рис.1).



Внутрифракционное движение опухоли приводит к искажению дозового распределения в целевом объеме, появлению так называемых «горячих» и «холодных» точек [2], т.е. областей с передозировкой и недостаточной дозировкой соответственно, к повышению радиационной нагрузки на здоровые ткани и жизненно важные органы [2].

В традиционной фотонной лучевой терапии проблема движения опухолей имеет достаточно много решений в форме различных методов и технологий [5]. Планирование лечения, как правило, осуществляется на основе технологии четырехмерной компьютерной томографии (4DCT) [1], в которой процесс получения проекций привязан к циклу дыхания пациента, а восстановление томограммы осуществляется в некоторой фазе дыхания. Для контроля движения опухоли в реальном времени применяются системы рентгеновской визуализации, рентгеноконтрастные маркеры, электромагнитные транспондеры, различные датчики дыхания [2,3,5,6]. Облучение опухоли осуществляется на задержке дыхания [2], в режимах гейтинга (Рис.2) и трекинга [7]. Кроме того, наиболее распространенным и простым методом компенсации движения опухоли остается метод расширения целевого объема [2,5]. Несмотря на многообразие методов, прямой перенос их в протонную и ионную терапию может быть проблематичен из-за ряда факторов [1-3].



Во-первых, движение внутренних органов и тканей может вызывать изменение плотности тканей вдоль пути пучка, что в свою очередь приводит к сдвигу пика Брэгга от расчетной позиции (Рис. 4) [2,7,8]. Во-вторых, имеет место рассинхронизация (Рис. 3,4) между движениями сканирующего пучка и целевого объема, поскольку, как правило, время сканирования одного моноэнергетического слоя соизмеримо с длительностью цикла дыхания [2,8]. В-третьих, рентгеноконтрастные маркеры из тяжелых металлов и электромагнитные транспондеры ограничивают возможные ракурсы для

подвода пучка и могут приводить к искажениям дозовых полей [9]. В-четвертых, характер движения опухоли в общем случае сложен и представляет собой совокупность поступательного и вращательного движений и деформации. Кроме того, он существенно зависит от параметров опухоли: размеров, формы и локализации, и параметров цикла дыхания: амплитуды, периода, фазы, последние из которых в процессе сеанса лечения могут быть нестабильны [2]. В-шестых, планирование лечения производится на основе рентгеновской КТ, в то время как реализация протонной или ионной томографии, которые могут обладать более высоким контрастом, позволила бы получать информацию о тормозных свойствах подвижных тканей, расположенных вдоль траектории прохождения пучка [2].

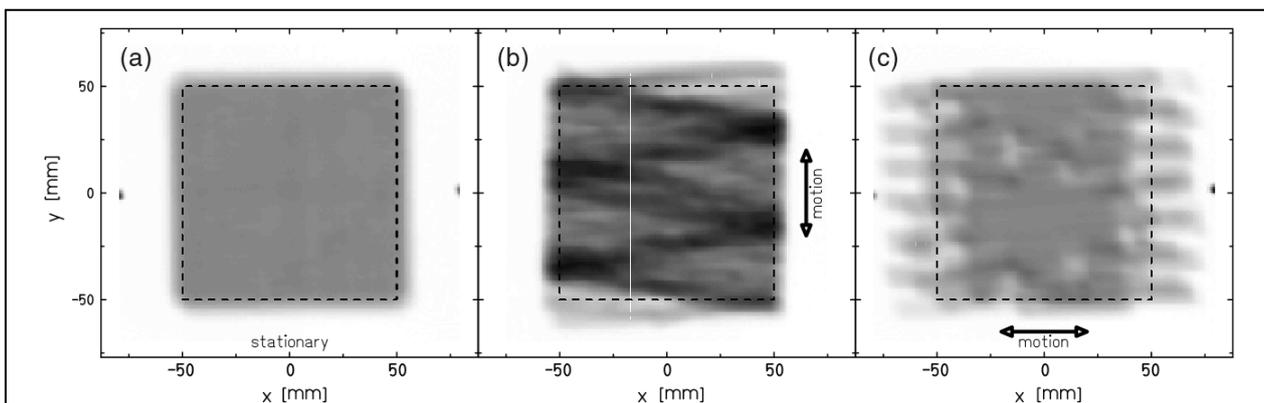


Рис. 3. Исследование влияния на дозовое распределение эффекта рассинхронизации между движениями целевого объема и сканирующего пучка ионов углерода с помощью радиографических пленок. На рисунке показаны дозовые распределения, полученные для неподвижной пленки (a) и пленок, движущихся, соответственно, в вертикальном (b) и горизонтальном (c) направлениях относительно оси пучка. [8]

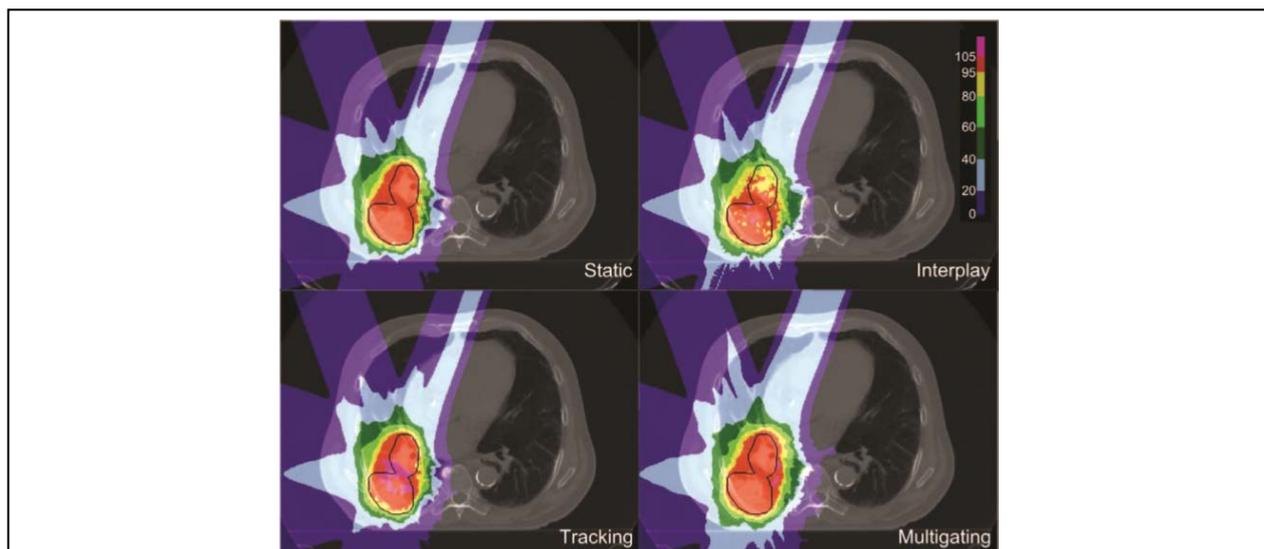


Рис. 4. Сравнительный анализ [7] дозовых распределений для различных режимов доставки дозы: *static* – план, рассчитанный для фазы окончания выдоха, *interplay* – план, рассчитанный без учета движения опухоли, *tracking* – план облучения в режиме трекинга [10], *multigating* – план облучения в режиме мульти-гейтинга [7].

Таким образом, рассмотренные факторы оказывают существенное влияние на процессы планирования лечения, отслеживания движения опухоли и облучения. Для обеспечения точности и эффективности протонной и ионной терапии в случае опухолей, локализованных в областях грудной клетки и брюшной полости, требуется проведение масштабных исследований уже существующих подходов и методов лечения, их пересмотра и оптимизации, а также разработки принципиально новых. Данная работа требует плотного сотрудничества специалистов различных областей науки и техники: физиков, инженеров, врачей-онкологов, радиологов и др.

1. P. Trnková et al., Clinical implementations of 4D pencil beam scanned particle therapy: Report on the 4D treatment planning workshop 2016 and 2017, *Physica Medica*, vol. 54, pp. 121-130, (2018).
2. T. Kubiak, Particle therapy of moving targets – the strategies for tumour motion monitoring and moving targets irradiation, *Br J Radiol*, vol. 89, pp. 1-13, (2016).
3. C. Bert, M. Durante, Motion in radiotherapy: particle therapy, *Phys. Med. Biol.* 56 (2011) R113-R144.
4. Wang et al., Evaluation and comparison of New 4DCT based strategies for proton treatment planning for lung tumors, *Radiation Oncology*, vol. 8, pp. 1-10, (2013).
5. S.S. Korreman, Motion in radiotherapy: photon therapy, *Phys. Med. Biol.* 57 (2012) R161-R191.
6. Park et al., Evaluation of lung tumor motion management in radiation therapy with dynamic MRI, *Proc SPIE Int Soc Opt Eng*, pp. 1-10, (2017).
7. Graeff et al., Multigating, a 4D Optimized Beam Tracking in Scanned Ion Beam Therapy, *Technology in Cancer Research and Treatment*, vol. 13, pp. 497-504, (2014).
8. D. Richter, Treatment planning for tumors with residual motion in scanned ion beam therapy, TU Darmstadt, (2012).
9. Z. Uludag, Investigation of dosimetric effects of radiopaque fiducial markers for use in proton beam therapy with film measurements and Monte Carlo simulations, Stockholm University, (2014).
10. Eley et al., 4D Optimization of Scanned Ion Beam Tracking Therapy for Moving Tumors, *Phys Med Biol.* 2014 July 7; 59(13): 3431-3452.

ВЫДЕЛЕНИЕ ^{89}Zr ИЗ ОБЛУЧЁННЫХ ИТТРИЕВЫХ МИШЕНЕЙ И ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ В РАДИОФАРМПРЕПАРАТАХ С НАНОГИДРОКСИАПАТИТОМ В КАЧЕСТВЕ НОСИТЕЛЯ

А.Г. Казаков^{1,2}, А.В. Северин¹, Ю.А. Тетерин^{1,2}

¹ Химический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова; ² НИЦ «Курчатовский Институт»
E-mail: adeptak92@mail.ru

В настоящее время ^{89}Zr рассматривается как перспективный радионуклид для позитронно-эмиссионной томографии [1]. Однако его применение во многом сдерживается сложностями, связанными с радиохимическим выделением из облученных мишеней и недостаточной прочностью комплексов с бифункциональными хелаторами, так как обладая координационным числом 8, Zr^{4+} требует наличия в молекуле хелатора 8 электронодонорных атомов вокруг себя [2]. Проблем со связыванием можно избежать, добавив в радиофармпрепарат (РФП) промежуточное соединение, прочно связывающееся как с цирконием, так и с хелатором. Оптимально использовать для таких целей наночастицы, так как они обладают высокой площадью поверхности и большими значениями предельной адсорбции. Наилучшим выбором для поставленной задачи является наногидроксиапатит (ГАП, $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$), который кроме того является биологически совместимым [3].

Настоящая работа посвящена выделению ^{89}Zr без носителя из облучённых дейтронами или протонами иттриевых мишеней, а также исследованию его сорбционного поведения на ГАП.

В докладе обсуждается возможность выделения ^{89}Zr на коммерчески доступных экстракционно-хроматографических сорбентах LN (основа – ди-(2-этилгексил)фосфорная кислота), TRU и RE (основа – карбамоилметилфосфиноксид и трибутилфосфат), TEVA (основа – четвертичные аммониевые соли) и UTEVA (основа – дипентилпентилфосфонат). Для экспериментов облучали смесь оксидов иттрия и стронция (9:1) дейтронами энергии 15 МэВ. Были определены оптимальные условия разделения на каждом из выбранных сорбентов.

Исследовано сорбционное поведение $^{89}\text{Zr}(\text{IV})$ на ГАП при различных рН (рис. 1). Показано, что во всём исследованном диапазоне сорбция близка к количественной, что позволяет варьировать условия синтеза конъюгата $^{89}\text{Zr}(\text{IV})@\text{ГАП}$. Исследовано также сорбционное поведение при различных соотношениях m/V .

Для исследования механизма взаимодействия циркония с ГАП после сорбции определяли состав поверхности ГАП методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Было показано, что наиболее вероятным механизмом является замещение ионов кальция ГАП на ионы циркония и включение циркония в состав поверхностной структуры ГАП.

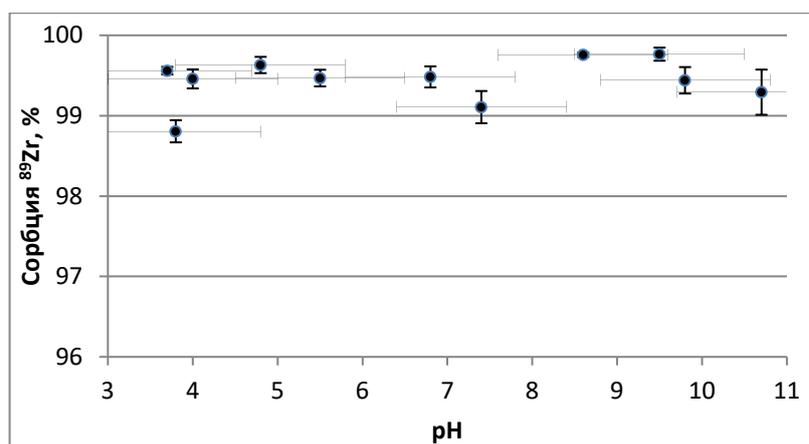


Рис. 1. Значение сорбции ^{89}Zr на 0,5 г/л суспензии ГАП при различных рН.

Исследована десорбция ^{89}Zr в различных модельных биологических средах – фосфатно-солевом буфере (PBS) с рН 7,1 и растворе бычьего сывороточного альбумина в PBS. Полученные данные о значениях десорбции говорят о перспективности применения ГАП как носителя ^{89}Zr в РФП.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ №18-33-00649

Литература:

- 1) K.L. Moek, D.Giesen, I.C. Kok, D.J.A. de Groot, M. Jalving, R.S.N. Fehrmann, M.N. Lub-de Hooge, A.H. Brouwers, and E.G.E. de Vries. Theranostics Using Antibodies and Antibody-Related Therapeutics. // Journal of Nuclear Medicine. V 58, PP 83S-90S, 2017.
- 2) Heskamp S., Raave R., Boerman O., Rijpkema M., Goncalves V., Denat F. ^{89}Zr -Immuno-Positron Emission Tomography in Oncology: State-of-the-Art ^{89}Zr Radiochemistry. //Bioconjugate Chem. V 28, PP 2211–2223, 2017.
- 3) Mongiorgi, R., Valdrè, G., Bertocchi, G., Minguzzi, V., Prati, C., Corvo, G., D'Amato, S. The characteristics and properties of calcium phosphates in biomaterial formulations used in dentistry. 1. (1995) Minerva stomatologica, 44 (1-2), pp. 3-11.

ПРИМЕНЕНИЕ НАНОПРОВОДЯЩИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ КОСМИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ К ВОЗДЕЙСТВИЯМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

Е.С. Тырышкина

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», г.Москва

Email: etyryshkina@hse.ru

Заряд, накопленный на компонентах космических аппаратов под действием радиации, может привести к самопроизвольным разрядам и повредить электронное оборудование, что, в свою очередь, может повлиять на функционирование или навигацию космического корабля. Электроны с энергией 5 кэВ могут проникать в диэлектрик примерно на один микрометр, тогда как электроны с энергией 1 МэВ проникают на глубину более нескольких миллиметров. Накопленный заряд приводит к сильным электрическим полям внутри (до мегавольт / см) и снаружи диэлектрика. Этот процесс называется внутренней электризацией космических аппаратов [1,2]. В ранних разработках космических аппаратов бортовое радиоэлектронное оборудование функционировало в газовой среде внутри контейнера, что обеспечивало существенную защиту от подобных явлений. Отказ от этого подхода в современных космических аппаратах привел к появлению неисправностей и отказов.

Для изучения возможности замены традиционных диэлектриков печатных плат в низкочастотных цифровых устройствах на нанопроводящие композиты было проведено компьютерное моделирование симметричного мультивибратора. Схемотехническое моделирование проводилось в ПО LTspice, предназначенное для анализа электронных устройств. Основная идея моделирования заключалась в том, чтобы показать на примере типового цифрового устройства, что замена традиционного диэлектрика печатной платы на нанопроводящий диэлектрик эквивалентна появлению дополнительных путей утечки. Поскольку замена диэлектрического материала уменьшает диэлектрическое объемное сопротивление печатной платы на несколько порядков, в схему были добавлены дополнительные резисторы, имитирующих утечку между всеми узлами платы. Разумеется, при расчете необходимо учитывать расположение дорожек на печатной плате. На рисунке 1 показана типичная электрическая схема симметричного мультивибратора.

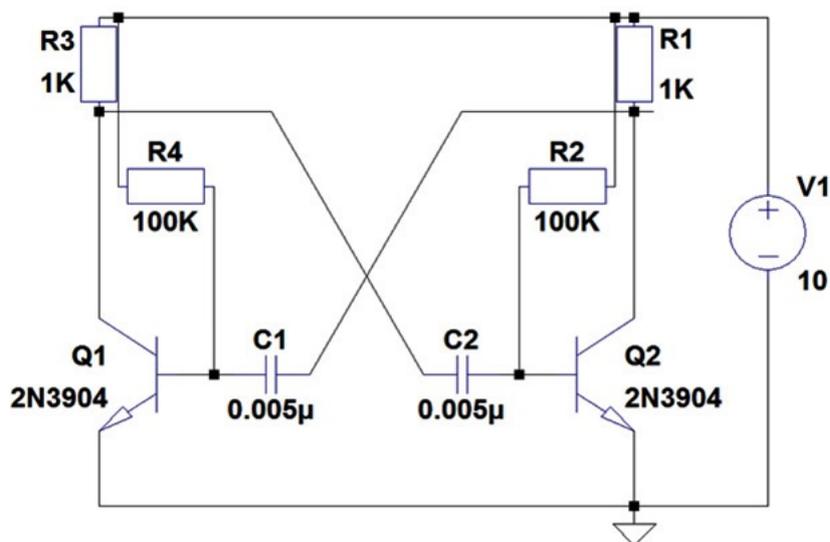


Рисунок 1. Принципиальная электрическая схема мультивибратора с маркировкой узлов для последующего построения схемы мультивибратора с печатной платой с использованием композитного слабопроводящего диэлектрика

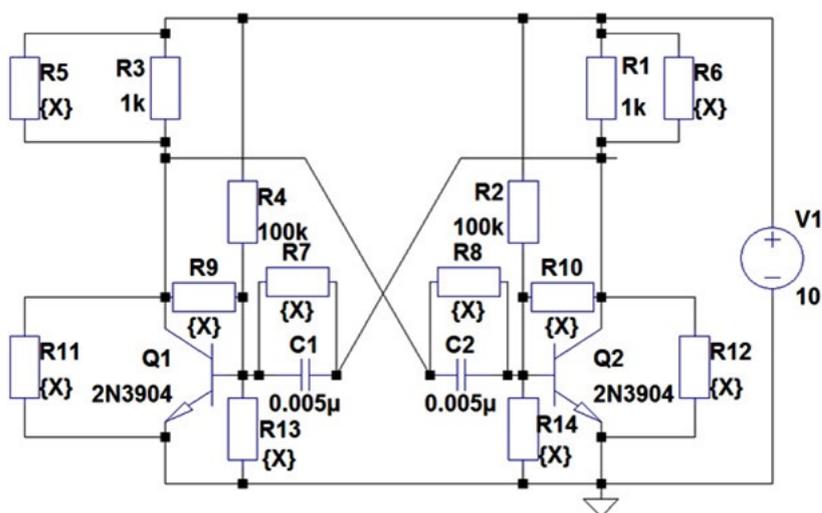


Рисунок 2. Показан фрагмент типовой схемы симметричного мультивибратора с дополнительными резисторами R5 ... R14, учитывающими эффекты нанопроводимости.

Эти резисторы служат для соединения всех узлов, включая нулевой узел, и их сопротивление может изменяться в широком диапазоне от сотен кило до сотен мегом.

Были выполнены расчеты характеристик мультивибраторов, в которых значения сопротивления утечки уменьшены в диапазоне: 10000 - 5000 - 2000 - 1000 - 500 - 200 - 100 кОм, а токи утечки соответственно увеличены.

Моделирование показало, что выходной сигнал мультивибратора практически не искажается при значении сопротивления дополнительных резисторов от 10 МОм до 2 МОм. При дальнейшем снижении сопротивления резисторов с 1 МОм до 100 кОм искажение формы и периода сигнала усиливается.

Значения основных характеристик мультивибратора, определенные с помощью компьютерного моделирования, а именно: период колебаний и максимальная амплитуда напряжения, приведены на рисунках 3, 4 и 5.

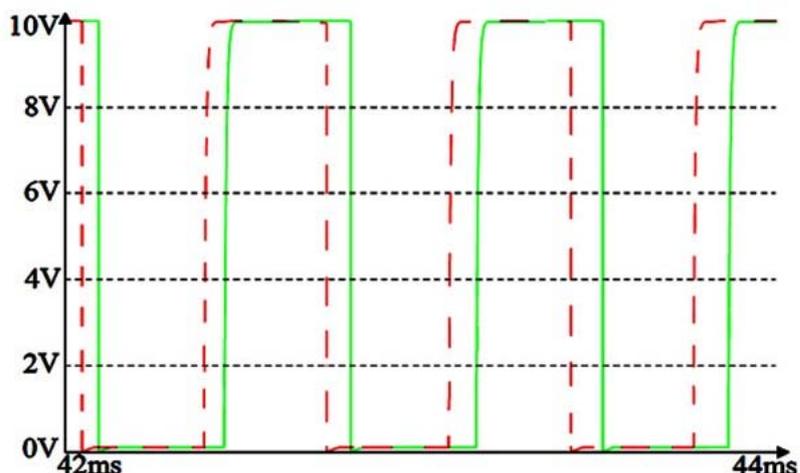


Рисунок 3. Выходные сигналы исходного мультивибратора (зеленая сплошная линия) и преобразованного мультивибратора (красная пунктирная линия), сопротивления дополнительных резисторов составляют 10 МОм и 2 МОм.

Максимальная амплитуда напряжения начинает немного уменьшаться, а потребление тока начинает незначительно увеличиваться, когда номинальное сопротивление утечки становится меньше 750 кОм (см. Рисунок 4). Однако эти характеристики мало изменяются во всем диапазоне: максимальная амплитуда напряжения снижается с 9,8 до 9,72 В.

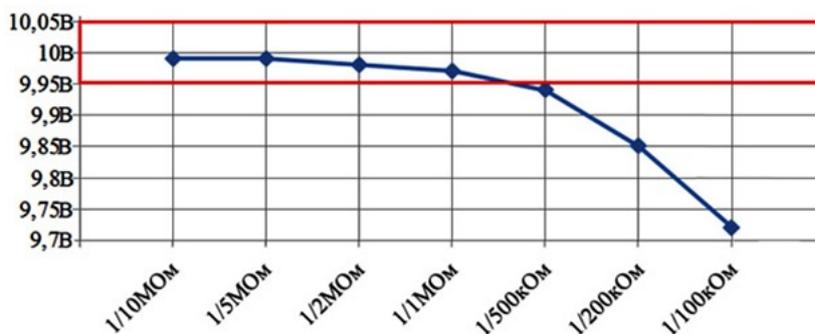


Рисунок 4. Зависимость амплитуды выходного сигнала мультивибратора от проводимости дополнительных резисторов.

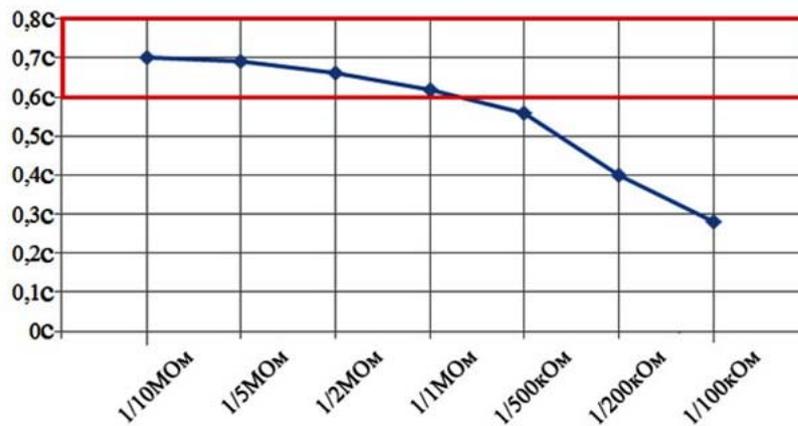


Рисунок 5. Зависимость изменения выходного периода мультивибратора от проводимости дополнительных резисторов.

Мы видим, что, начиная с номинального значения 10 МОм (10000 кОм), наблюдается постепенное уменьшение периода колебаний и увеличение частоты колебаний. Период колебаний уменьшается от 0,7 мс для мультивибратора с номиналом 10 МОм до 0,28 мс для мультивибратора с номинальным значением 100 кОм. Соответственно обратное значение увеличивается с периодом колебаний-частоты.

Необходимо установить истинную корреляцию между объемной проводимостью печатной платы и сопротивлением дополнительных резисторов, которую можно найти по формуле[3]:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$$

где ϵ_0 - $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф • м⁻¹ - диэлектрическая проницаемость;

ϵ - диэлектрическая проницаемость (в данном случае равна 3);

d - толщина диэлектрика;

S - область, где два проводника перекрываются.

Кроме того, сопротивление диэлектрика может быть найдено из:

$$R = \frac{d}{\gamma S}$$

Зависимость между проводимостью и сопротивлением показана в следующем соотношении:

$$G = \frac{1}{R}$$

Объединяя 1), 2) и 3) получаем:

$$G = \frac{1}{R} = \frac{\gamma C}{\epsilon_0 \epsilon}$$

В современных печатных платах вышеуказанная емкость составляет примерно несколько пикофард [4].

Следует принять во внимание, что электропроводность композиционных материалов, таких как стекло-текстолит, уменьшается примерно на два порядка из-за газовыделения в вакуум низкомолекулярных соединений. Следовательно, оптимальное значение проводимости диэлектриков, которое должно обеспечивать отсутствие разрядов даже в условиях геомагнитной суббури, должно быть не менее 10^{-9} - 10^{-10} Ом⁻¹м⁻¹.

Известно, что длительное воздействие вакуума на фольгированный стеклотекстолит приводит к значительному падению его проводимости (в 300 раз при комнатной температуре), что аналогично увеличению его электризуемости. Кроме того, было установлено, что длительное нахождение в вакууме меняет механизм проводимости. Это хорошо видно по увеличению энергии активации проводимости с 0,34 эВ для исходного диэлектрика до 0,97 эВ после длительного воздействия вакуума [5]. Дальнейшие исследования будут направлены на более детальное изучение диэлектрической проводимости в условиях, близких к естественным условиям эксплуатации космической техники.

Список литературы

1. G.V.Babkin, V.V.Vakhnichenko, V.A.Ivanov, Yu.E.Levitsky, V.I.Lukyashchenko, E.M.Morozov. Antistatic protection of native spacecraft. The state of the problem and the prospect of its solution // *Cosmonautics and rocket science*. - 2003. - Issue 1 (30). - P. 5-14.
2. V.A.Ivanov, E.P.Morozov. Internal electrification of dielectric elements of electro-radio products is an cunning factor of impact of space environment on the on-board equipment. // *Cosmonautics and rocket science* - Т. 1 (66). - 2012. - P. 129-141.
3. E.Tyryshkina. Protection of Spacecraft Electronics against ESD Effects Using Nanoconductive Insulators. // *Moscow Workshop on Electronic and Networking Technologies*. 2018.
4. V.S.Saenko, A.Tyutnev, A.Abrameshin, G.Belik. Computer Simulations and Experimental Verification of the Nanoconductivity Concept for the Spacecraft Electronics.// *IEEE transactions on plasma science*. — 2017.
5. V.Ashmarin, E.Tyryshkina. Conductivity of fiberglass after long-term exposure to vacuum. // *International Scientific – Practical Conference «Information Innovative Technologies»*, 2019.

СОСТАВ МАТЕРИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД И ЭНЕРГИЯ СИММЕТРИИ

С.А. Михеев

Физический факультет МГУ

E-mail: miheev.sa16@physics.msu.ru

В данной работе изучается барионная материя, состоящая из протонов, нейтронов, электронов и мюонов, и находящаяся в состоянии химического равновесия. Состояние химического равновесия определяется следующей системой уравнений на химические потенциалы:

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n \\ \mu_\mu = \mu_e \end{cases}$$

Уравнение состояния материи строится с использованием потенциала Скирма. Производится расчёт таких характеристик, как энергия на барион (ε), энергия симметрии (a_s), заселённость различных компонент материи (Y_j), где индекс $j = n, p, e, \mu$ для нейтронов, протонов, электронов и мюонов, соответственно, а также химические потенциалы различных компонент материи (μ_j). Все вышеперечисленные характеристики являются функциями плотности материи (n), которая измеряется в фм^{-3} . Существует множество различных параметризаций Скирма, которые дают похожие результаты при ядерной плотности, однако ведут себя качественно по-разному при более высоких плотностях. Поведения характеристик ядерной материи является критерием отбора для параметризаций [1].

В работе [2] было показано, что от поведения энергии симметрии с ростом плотности зависят свойства материи нейтронных звёзд. На рисунке 1 представлены два качественно различных случая поведения энергии симметрии для параметризаций SkO [3] и SkX [4]. В одном случае энергия симметрии непрерывно возрастает с ростом плотности (1а), а в другом имеет максимум и убывает при больших значениях плотности (1б). На рисунке 2 представлены соответствующие им зависимости заселённости компонент барионной материи от её плотности. В первом случае для всех компонент материи, кроме нейтронной наблюдается рост заселённости с ростом плотности (2а), а во втором все эти компоненты имеют максимум, убывают после него и обращаются в ноль при больших плотностях. Данное поведение говорит о том, что при определённом значении плотности становится выгодным существование чисто нейтронной материи.

В данной работе были протестированы различные параметризации Скирма, соответствующие второму варианту поведения a_s , и рассмотрены корреляции между поведением энергии симметрии и поведением характеристик материи нейтронных звёзд при больших плотностях.

Рис. 1 Зависимость энергии симметрии от плотности для параметризаций SkO(a) и SkX(б)

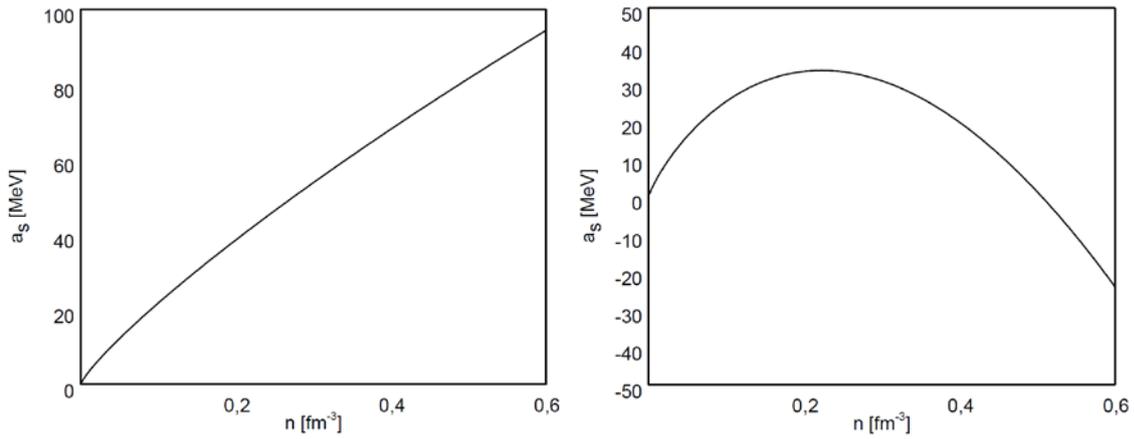
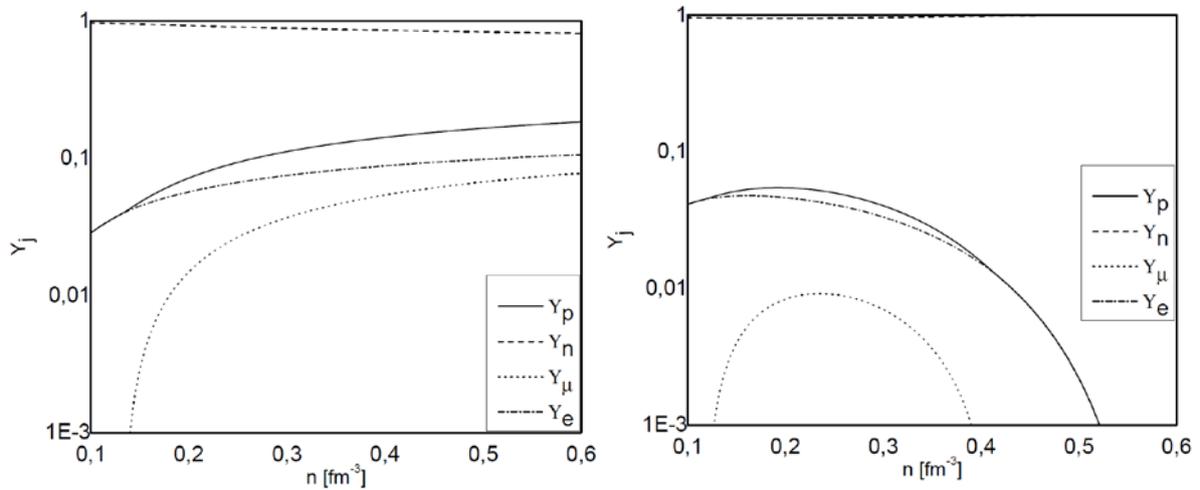


Рис. 2 Зависимость заселённостей от плотности для параметризаций SkO(a) и SkX(б)



В частности, исследуются корреляции между значением плотности, при котором энергия симметрии меняет знак и точкой обнуления протонной заселённости барионной материи (для тех случаев, когда данная ситуация возникает при плотностях, лежащих в диапазоне значений, реализуемых в нейтронных звёздах). Значения плотностей при котором энергия симметрии проходит через ноль и при котором исчезает фракция протонов лежат близко друг к другу для всех исследуемых параметризаций. При этом энергия симметрии достигает нулевого значения раньше, чем протонная заселённость. Значения плотности, соответствующие максимуму энергии симметрии и максимуму протонной заселённости, также коррелируют, однако в этом случае протонная заселённость достигает максимума при меньших плотностях, чем энергия симметрии.

Список литературы

1. J. R. Stone, P. D. Stevenson, Phys. Rev C **85** 035201 (2012)
2. J. R. Stone, J. C. Miller, R. Koncewicz, P. D. Stevenson, M. R. Strayer, Phys. Rev C **68**, 034324 (2003)
3. P.-G. Reinhard, D.J. Dean, W. Nazarewicz, J. Dobaczewski, J.A. Maruhnand, and M.R. Strayer, Phys. Rev. C 60, 014316 (1999)
4. B.A. Brown, Phys. Rev. C **58**, 220 (1998)

ПОЛУЧЕНИЕ МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ ТЕРБИЯ В РЕАКЦИЯХ $^{151}\text{Eu}(^4\text{He}, 6n)^{149}\text{Tb}$ И $^{151}\text{Eu}(^4\text{He}, 3n)^{152}\text{Tb}$

И.А. Хоменко^{1,2}, А.Н. Моисеева²

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет); ² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

E-mail: homenko.ia@phystech.edu

1. Введение

Исследование путей получения радиоактивных элементов важно с точки зрения их дальнейшей эксплуатации. Сейчас радионуклиды широко используются в ядерной медицине с целью диагностики и лечения раковых заболеваний. Критерием их применимости являются тип и энергия излучения, а также период полураспада.

В последние годы в данном направлении растет роль лантанидов. Одним из таких представителей является тербий, у которого сразу несколько изотопов интересны для медицины благодаря их ядерно-физическим свойствам [1]. Только небольшая часть альфа-излучающих радионуклидов удовлетворяет требованиям для терапевтического применения. Перспективным кандидатом является ^{149}Tb , чьи химические свойства ($T_{1/2} = 4,118$ ч; $E_{\alpha} = 3,967$ МэВ) схожи с лютецием и иттрием, изотопы которых (^{177}Lu и ^{90}Y) являются преобладающими металлическими радионуклидами, используемыми в клинической радиоиммунотерапии [2]. ПЭТ - предпочтительный метод визуализации в ядерной медицине, для которой подходящим является излучение β^+ -частиц ^{152}Tb . Относительно долгий период полураспада в 17, 5 часов делает ^{152}Tb привлекательным для применения в предтерапевтической диагностике перед использованием таких радионуклидов, как ^{177}Lu , ^{166}Ho , ^{161}Tb , ^{149}Tb , перспективных для терапии. [3]

Табл. 1. Характеристики распада продуктов исследуемых реакций.

| Нуклид | Период полураспада | Основной канал образования | Тип распада (%) | Основные гамма-линии | |
|-------------------|--------------------|------------------------------------|---------------------------|----------------------|----------|
| | | | | Энергия, кэВ | Выход, % |
| ^{149}Tb | 4,12 ч | $^{151}\text{Eu}(^4\text{He}, 6n)$ | α (16,7) | 164,98 | 26,4 |
| | | | β^+ (4,3) | 352,24 | 29,43 |
| | | | ЭЗ (79) | 388,57 | 18,37 |
| | | | | 652,12 | 16,25 |
| | | | | 817,1 | 11,59 |
| | | | | 853,43 | 15,45 |
| ^{152}Tb | 17,5 ч | $^{151}\text{Eu}(^4\text{He}, 3n)$ | ЭЗ (82) β^+ (18) | 344,28 | 65 |

Однако производство изотопов тербия и их химическое разделение являются нетривиальными процессами по причине отдаленности от области стабильных ядер, что накладывает ограничение на их медицинское применение [4].

2. Методы исследования

В данной работе была проведена серия экспериментов по облучению мишеней из ^{151}Eu пучком α -частиц на изохронном циклотроне У-150 в НИЦ «Курчатовский институт».

С целью получения функции возбуждения в энергетическом диапазоне 54-63 МэВ применялась методика стекowych фольг, где в качестве материала фольг-мишеней был взят ^{151}Eu и для контроля параметров пучка ^{27}Al как материал фольг-мониторов.

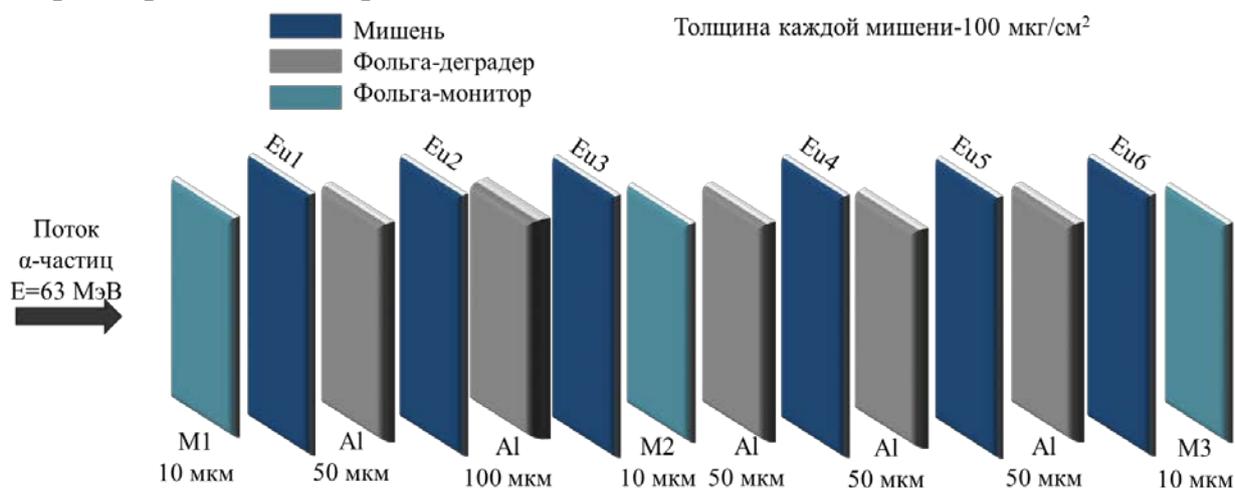


Рис. 1. Экспериментальная схема облучения

Использование гамма- и альфа-спектрометрических приборов позволило детектировать радионуклиды и получить значения их активностей для последующего определения зависимости практических сечений указанных ядерных реакций от энергии налетающих α -частиц.

Расчёт активности исследуемого образца по каждой линии с учётом распада осуществляется следующим образом:

$$A = \frac{I \cdot \lambda \cdot t}{\varphi \cdot p \cdot e^{-\lambda t}}$$

где I – интенсивность определяемого пика [имп/с], t – время измерения на детекторе [с], λ – постоянная распада [с^{-1}], φ – эффективность детектора, p – вероятность испускания гамма-линии исследуемого образца.

Сечения реакций образования изотопов Тб находили по формуле:

$$\sigma = \frac{A \cdot z}{6,24 \cdot 10^{18} \cdot I \cdot N_p \cdot x \cdot (1 - e^{-\lambda t})}$$

где A – активность получаемого радионуклида [Бк], I – ток [А], z – заряд бомбардирующих частиц, N_p – число частиц мишени в единице объёма [см^{-3}], x – толщина мишени [см].

3. Заключение

В рамках исследования было показано, что перспективные для применения

в медицине радионуклиды ^{149}Tb и ^{152}Tb могут быть получены в результате реакций $^{151}\text{Eu}(\alpha, 6n)^{149}\text{Tb}$ и $^{151}\text{Eu}(\alpha, 3n)^{152}\text{Tb}$. Измерены сечения образования и выходы радионуклидов ^{149}Tb и ^{152}Tb по этим реакциям в интервале энергий 54-63 МэВ путем облучения стека фольг с использованием гамма- и альфа-спектрометрии. Показана возможность получения ^{149}Tb данным методом, однако достижимые в наших экспериментах энергии альфа-частиц ниже оптимальных. На основе данного исследования также рассмотрен вариант для наработки ^{152}Tb по реакции $^{151}\text{Eu}(\alpha, 3n)^{152}\text{Tb}$. Предложено использовать область энергий альфа-частиц в диапазоне около 30-50 МэВ.

1. Muller C., Zhernosekov K., Koster U., Johnston K., Dorrer H., et al. A Unique Matched Quadruplet of Terbium Radioisotopes for PET and SPECT and for - and --Radionuclide Therapy: An In Vivo Proof-of-Concept Study with a New Receptor-Targeted Folate Derivative // *J. Nucl. Med.* 2012. Vol. 53, № 12. P. 1951–1959.
2. Beyer G.-J., Miederer M., Vranješ-Đurić S., Čomor J.J., Künzi G., et al. Targeted alpha therapy in vivo: direct evidence for single cancer cell kill using ^{149}Tb -rituximab // *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging.* 2004. Vol. 31, № 4. P. 547–554.
3. Müller C., Vermeulen C., Johnston K., Köster U., Schmid R., Türler A., van der Meulen N.P. Preclinical in vivo application of ^{152}Tb -DOTANOC: a radiolanthanide for PET imaging // *EJNMMI Res. EJNMMI Research*, 2016. Vol. 6, № 1.
4. Kazakov A.G., Aliev R.A., Bodrov A.Y., Priselkova A.B., Kalmykov S.N. Separation of radioisotopes of terbium from a europium target irradiated by 27 MeV α -particles // *Radiochim. Acta.* 2018. Vol. 106, № 2. P. 135–140.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

И.В. Крылов^{1,2}, И.М. Ашарчук¹, И.О. Горячук^{1,2}, К.В. Хайдуков¹,
В.И. Соколов¹

¹ Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника»
Российской академии наук

Россия, 119333, г. Москва, Ленинский просп., д. 59

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»,
Физический факультет

Россия, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

E-mail: Ivan_krylov@bk.ru

Высокоскоростная модуляция световых сигналов является важной задачей для различных областей науки и техники. Одним из возможных методов модуляции является использование электрооптических (ЭО) модуляторов, в которых разность хода двух интерферирующих лучей может меняться с помощью электрических сигналов. Подобные модуляторы изготавливаются, как правило, в виде интерферометра Маха-Цендера, Рис. 1а. В одно из плеч модулятора помещается материал, обладающий электрооптическим эффектом Поккельса, показатель преломления которого зависит от величины приложенного электрического поля.

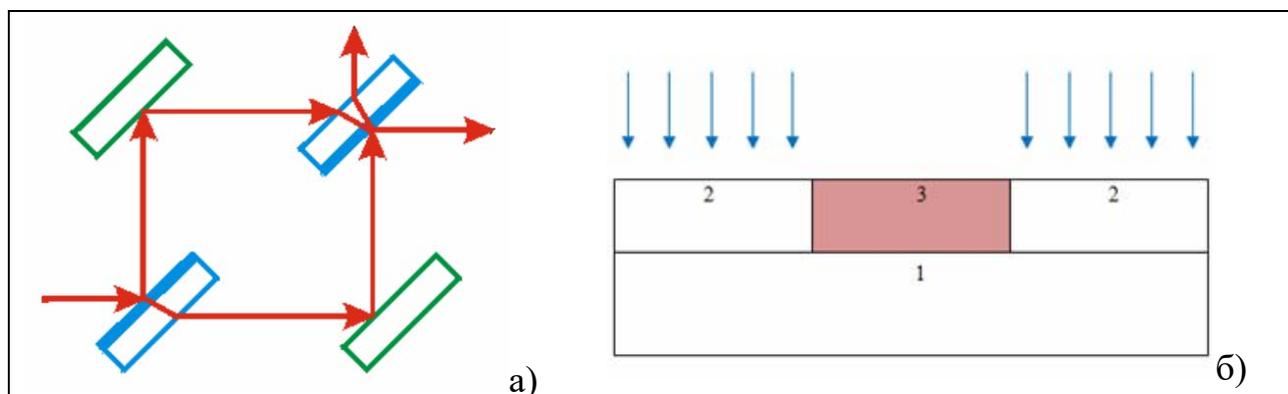
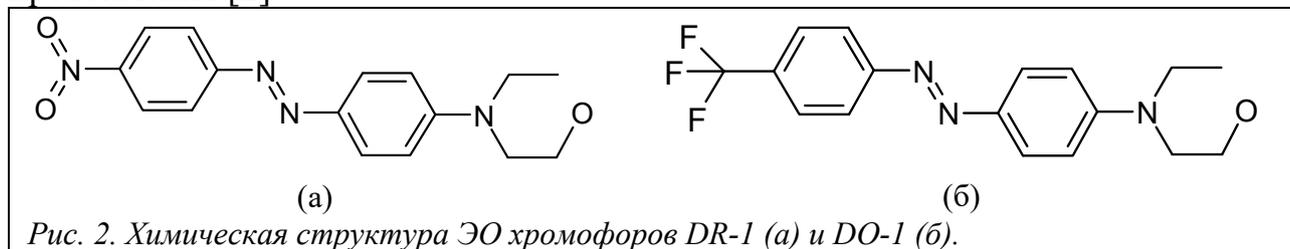


Рис. 1. а) Принципиальная схема интерферометра Маха-Цендера. Красные стрелки показывают ход световых лучей. б) Метод формирования интегрально-оптических волноводов в плёнках из ЭО полимера. (1) – подложка, осветлённые участки (2) образуют оболочку, а неосветлённые участки (3) – световедущую жилу волновода. Вертикальные стрелки показывают ход осветляющего лазерного излучения.

Примером ЭО материала является ниобат-литиевый кристалл, решетка которого может перестраиваться под действием внешнего электрического поля, в результате чего меняется показатель преломления кристалла. Характерное время перестройки решётки накладывает ограничение сверху на частоту модулируемого сигнала, которая не превышает 40 ГГц. Для создания более высокоскоростных модуляторов необходимо использовать электрооптические полимерные материалы [1]. Такие материалы состоят из

полимерной матрицы (например, ПММА), в которую введены молекулы ЭО хромофора. Молекула хромофора включает донорную и акцепторную части, связанные посредством т.н. полиенового мостика, и представляет собой электрический диполь (см. Рис.2). Такие структуры допускают перестройку электронной конфигурации во внешнем электрическом поле за времена порядка 10^{-11} с, что обеспечивает сверхбыстрое изменение показателя преломления [2].



Важным свойством ЭО хромофоров является их необратимая деструкция под действием излучения видимого диапазона [3]. При таком воздействии происходит фотоосветление полимера с потерей окраски, что сопровождается уменьшением его показателя преломления. Это свойство можно использовать для лазерного рисования световедущих структур в тонких полимерных пленках [4]. Для этого необходимо провести осветление оболочки волновода (зона 2 на Рис. 1б), уменьшив её показатель преломления. Неосветлённый центральный участок 3 является световедущей жилой волновода. В этом участке полимер содержит неразрушенные молекулы ЭО хромофора и, следовательно, обладает ЭО эффектом. Такие структуры являются основой ЭО модулятора.

Для обеспечения эффективной модуляции сигнала хромофоры должны удовлетворять ряду требований. Прежде всего, они должны обладать большим дипольным моментом. Оценить величину дипольного момента \vec{p} , наведённого внешним электрическим полем \vec{E} , можно по величине диэлектрической проницаемости ε материала. При не слишком сильных полях она вычисляется по формуле:

$$\vec{p} = \varepsilon_0 b \vec{E}, \tag{1}$$

где ε_0 – электрическая постоянная, b – поляризуемость молекулы, связанная с ε соотношением (N – концентрация):

$$\varepsilon = 1 + Nb \tag{2}$$

Таким образом, измерив диэлектрическую проницаемость ЭО полимера, можно судить о величине дипольного момента хромофора.

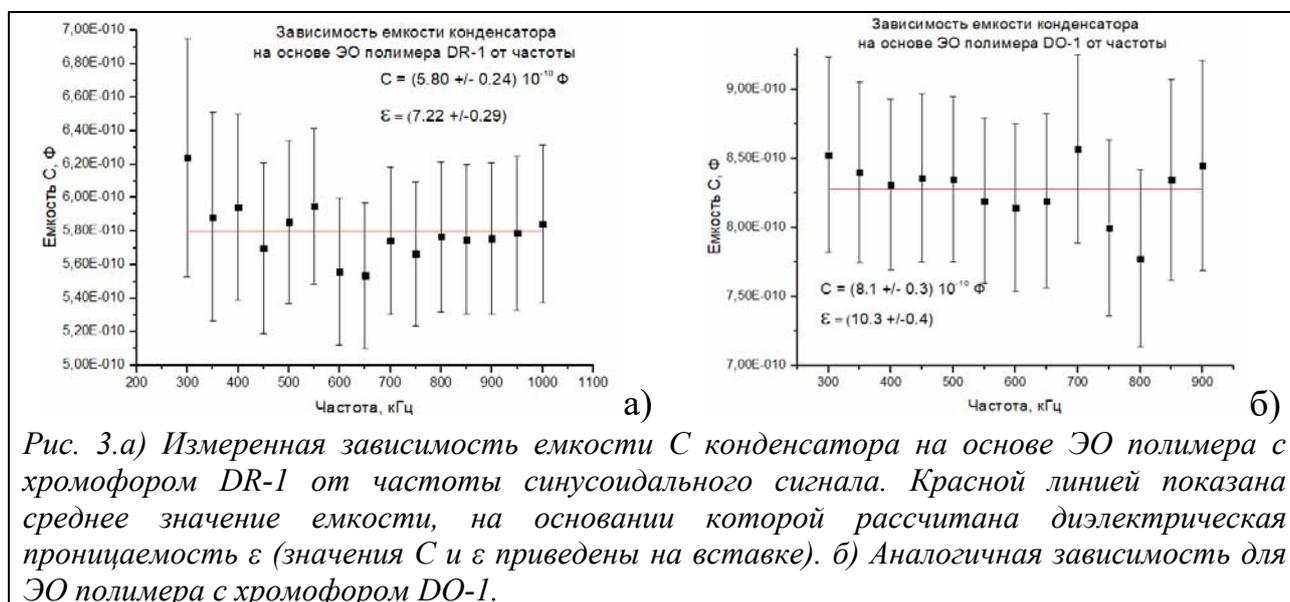
Для измерения диэлектрической проницаемости были изготовлены трехслойные структуры на основе ЭО полимеров. Сначала на кварцевых подложках с металлическим слоем методом центрифугирования из раствора

изготавливались плёнки ЭО полимера толщиной около 10 мкм. Затем на полимерную плёнку методом магнетронного напыления наносился слой меди толщиной 60 нм. Такая структура образует конденсатор, в котором ЭО полимер выполняет роль диэлектрической прослойки. В данной работе исследовались пленки ПММА с внедренными хромофорами DR – 1 [2] и DO-1 (см. Рис. 2) акцепторная часть которого модифицирована атомами фтора [5]. Предполагалось, что такая модификация позволяет увеличить дипольный момент молекулы путем перераспределения плотности электронного облака.

Нами измерена диэлектрическая проницаемость двух различных ЭО полимеров с хромофорами DR-1 и DO-1 соответственно. Для этого были изготовлены трехслойные структуры диэлектрической прослойкой из данных материалов. Каждый конденсатор подключался к генератору синусоидального переменного напряжения через нагрузочный резистор. Измеряя напряжение на резисторе (U_R) и конденсаторе (U_C), по формуле (3) определялась его емкость C в зависимости от частоты сигнала:

$$C = \frac{1}{2\pi\nu R} \sqrt{\frac{U_C^2}{U_R^2} - 1} \quad (3)$$

где R – сопротивление резистора на входе, ν - частота синусоидального сигнала. Зависимости C от ν приведены на Рис. 3.



Из полученного значения C по формуле (4) вычислялась диэлектрическая проницаемость ϵ полимера:

$$\epsilon = \frac{Cd}{\epsilon_0 S}, \quad (4)$$

где d – толщина полимерного сепаратора, а S – его площадь.

Как следует из Рис. 3, диэлектрическая проницаемость ПММА с внедренными хромофорами DR-1 и DO-1 составляет $\varepsilon = 7.22 \pm 0.29$ и 10.3 ± 0.4 соответственно, что ниже, чем диэлектрическая проницаемость ниобата лития $\varepsilon \approx 30$. Таким образом, электрооптические полимеры с такими хромофорами перспективны для создания волноводных модуляторов и переключателей.

Исследование также показало, что диэлектрическая проницаемость ПММА с хромофором DO-1 несколько выше, чем у ПММА с хромофора DR-1. По-видимому, молекулы DO-1 обладают большим дипольным моментом, чем молекулы DR-1. Данный вывод должен быть подтвержден дальнейшими исследованиями.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части разработки волноводных модуляторов, РФФИ (проект № 18-32-00948) в части исследования свойств фторсодержащих ЭО полимеров.

Литература

1. D. Chen, H.R. Fetterman, A. Chen, W.H. Steier, L.R. Dalton, W. Wang, Y. Shi. Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators. Appl. Phys. Lett., 1997. V. 70. P. 3335.
2. Ю.Э. Бурункова, И.Ю. Денисюк, Н.Н. Арефьева, А.П. Литвин, О.А. Миноженко. Полимерный электрооптический композит на базе дисперсного красного и его производных для применения в фотонике. Оптический журнал, 2010. Т. 77. № 10. С. 65.
3. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, И.М. Ашарчук, И.О. Горячук, К.В. Хайдуков, М.М. Назаров. Формирование канальных оптических волноводов в полиметилметакрилате с внедренным электрооптическим хромофором DR13 методом фотоосветления, 2017. Опт. и спектр., т. 122, № 3, с. 483-489.
4. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, И.М. Ашарчук, И.О. Горячук, И.В. Заварзин, Ю.Е. Погодина, Е.В. Полунин. “Лазерное формирование световодов в электрооптических полимерах с фторсодержащими хромофорами в боковой цепи”. Фторные заметки, 2018, Т. 121, с. 5-6
5. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, Е.С. Василенко, И.О. Горячук, С.И. Молчанова, Ю.Е. Погодина, Е.В. Полунин. “Синтез и исследование оптических свойств фторсодержащего хромофора дисперсный оранжевый DO1”. Фторные заметки, 2018, Т. 120, с. 1-2

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ Hg ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗНОГО ПУЧКА С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 55 МЭВ

Д.И. Качалова¹, Р.А. Алиев², С.С. Бельшев¹, Б.С. Ишханов^{1,3}, А.Г. Казаков²,
А.А. Кузнецов^{1,3}, В.В. Ханкин³

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет; ² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Химический факультет; ³ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.
E-mail: kachalova.di16@physics.msu.ru

Основными источниками радиоизотопов для ядерной медицины являются ядерные реакторы и ускорители заряженных частиц. При разработке путей получения радиофармпрепаратов наиболее важными ограничениями являются необходимость получения препарата без носителя для более высокой эффективности радиохимических методов разделения изотопов и отсутствие среди продуктов реакции долгоживущих радиоактивных нуклидов, а также радионуклидов, у которых в спектре излучения присутствуют высокоэнергетичные γ -кванты, несущие дополнительную радиационную опасность для пациентов и персонала. На изотопах ртути фотоядерным методом в результате реакций ${}^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, xn1p)$ можно наработать медицинские изотопы ${}^{198}\text{Au}$ и ${}^{199}\text{Au}$. Радионуклиды золота ${}^{198}\text{Au}$ ($T_{1/2} = 2.7$ сут., β^- , $E_{\text{max}} = 1372$ КэВ, $E_{\gamma} = 411$ КэВ) и ${}^{199}\text{Au}$ ($T_{1/2} = 3.1$ сут., β^- , $E_{\text{max}} = 452$ КэВ, $E_{\gamma} = 208$ КэВ) в течение многих лет рассматриваются в ядерной медицине как тераностическая пара [1-3]. Работы по получению ${}^{198,199}\text{Au}$ в реакторах проведены давно (реакции ${}^{197}\text{Au}(n, \gamma){}^{198}\text{Au}$ и ${}^{198}\text{Pt}(n, \gamma){}^{199}\text{Pt} \xrightarrow{\beta^-} {}^{199}\text{Au}$ [4], но наработка требует предельно дорогих мишеней из золота или обогащённой платины. Кроме того, предпочтительнее использовать небольшие ускорители для регулярной наработки в клиниках. Поэтому, ряд недавних работ посвящён оценке сечений реакций с дейтронами на платине [5-7]. Тем не менее, это не решает проблему дорогих платиновых мишеней. Фотоядерный метод получения на ядрах ртути в результате реакций ${}^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, in1p)$ может иметь преимущества при достаточных величинах активности, которую можно наработать. Часть NZ-диаграммы атомных ядер для изотопов Hg, Au и Pt показана на рис.1. Стабильные изотопы выделены черным цветом. Синим цветом выделены β^- -радиоактивные изотопы, красным показаны радиоактивные изотопы нестабильные к β^+ -распаду и e -захвату.

Экспериментальные данные о сечениях реакций ${}^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p){}^{199}\text{Au}$, ${}^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p){}^{198}\text{Au}$ отсутствуют в литературе. Есть небольшое число работ, в которых измерены выходы этих реакций. В работах [8,9] получены относительные выходы образования ${}^{199}\text{Au}$ и ${}^{198}\text{Au}$, нормированные на выход

реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, 1m)^{195}\text{Hg}$ при облучении тормозным пучком γ -квантов от ускорителя электронов при энергии 19.5 и 29.1 МэВ. В работе [10] активационным методом измерен абсолютный выход реакции $^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p)^{198}\text{Au}$ при облучении тормозным пучком с максимальной энергией от 30 до 68 МэВ. В отсутствие экспериментальных данных для расчетов возможностей наработки медицинских радиоизотопов в результате фотоядерных реакций используют модельные сечения. В работах, выполненных в НИИЯФ МГУ, показано, что большая часть сечений фотопротонных реакций, полученных в результате моделирования (в частности, расчеты по программе TALYS), занижены от нескольких раз до двух порядков. Причем на основе этих сечений рассчитываются оптимальные параметры для моделирования фотоядерных реакций. Такие теоретические расчеты нельзя использовать для оценки наработки медицинских радионуклидов. Сечения фотопротонных реакций в таких расчетах занижены, потому что в них не учитывается явление изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса.

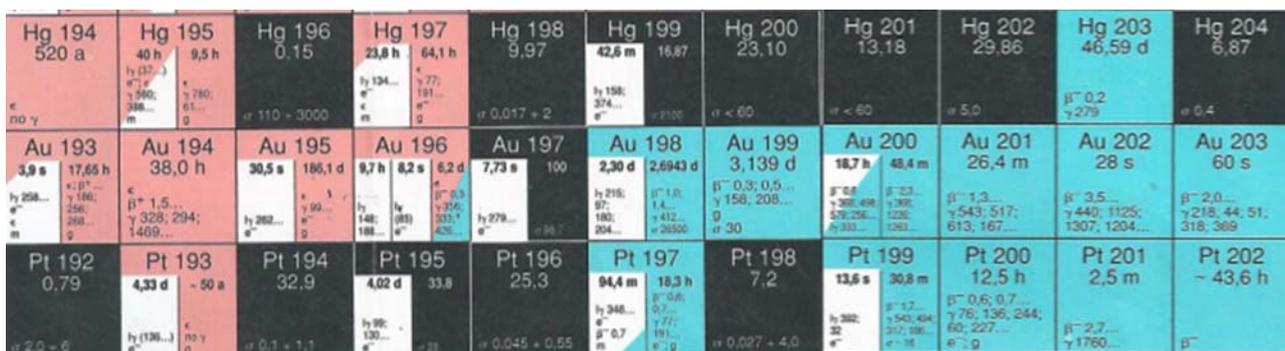


Рис.1. Часть NZ-диаграммы атомных ядер для изотопов Hg, Au и Pt. Синим цветом выделены β^- -радиоактивные изотопы, красным показаны радиоактивные изотопы нестабильные к β^+ -распаду и e^- -захвату.

В настоящей работе методом наведенной активности были измерены относительные выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов ртути при облучении тормозным пучком γ -квантов от ускорителя электронов РТМ-55 [11] с верхней границей 55 МэВ. Полученные в эксперименте выходы сравниваются со значениями выходов, рассчитанными с использованием теоретических сечений фотоядерных реакций, рассчитанных по комбинированной модели фотоядерных реакций КМФР, разработанной в НИИЯФ МГУ, в которой учитывается изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса [12,13]. Основная цель работы – показать, что учет изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса позволяет адекватно описать экспериментальные данные о выходах фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов ртути.

Эксперимент выполнен на тормозном пучке γ -квантов с верхней границей 55 МэВ. Использовалась тормозная мишень из вольфрама, толщиной 0.2 мм.

Сразу за тормозной мишенью располагалась мишень из ртути естественного изотопного состава. Ртуть при облучении была помещена в пластиковый контейнер диаметром 1 см и толщиной 2 мм. Облучение длилось 670 секунд. После облучения мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, где проводилось измерение активности, наведенной в облученной мишени. Спектры γ -квантов измерялись в диапазоне энергий от 35 кэВ до 3.7 МэВ на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250. Калибровка детектора по энергии и эффективности проводилась при помощи набора стандартных калиброванных источников и моделировалась по программе GEANT4. Энергетическое разрешение HPGE-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии γ -квантов 150 кэВ и 1.9 кэВ при энергии γ -квантов 1332 кэВ. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии γ -квантов и периоду полураспада, путем анализа полученных спектров. Используемая нами методика γ -активационных измерений подробно описана в предыдущих работах [14].

В результате активационного эксперимента на тормозном пучке γ -квантов измеряется выход фотоядерных реакций:

$$Y = M \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} W(E^m, E) \sigma(E) dE, (1)$$

где M – поверхностная концентрация ядер мишени, $W(E^m, E)dE$ – число γ -квантов в интервале энергий dE на один электрон ускорителя, попавшего на тормозную мишень, $\sigma(E)$ – сечение исследуемой фотоядерной реакции, E – энергия γ -квантов тормозного излучения, E^m – кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень, $E_{\text{порог}}$ – пороговая энергия исследуемой реакции.

Экспериментальные выходы фотоядерных реакций рассчитывались по следующей формуле:

$$Y_{\text{экс}} = \frac{S}{Ck(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})}, (2)$$

где S – площадь фотопика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения, t_1 – время облучения; t_2 – время начала измерения, t_3 – время окончания измерения; λ – постоянная распада; k – коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах, C – коэффициент, учитывающий изменение тока ускорителя $I(t)$ во время

облучения $C = \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt$.

На основе соотношения (1) рассчитывались теоретические выходы фотоядерных реакций, сечение бралось на основе расчетов по КМФР, тормозной спектр рассчитывался на основе модели установки на Geant4. Экспериментальные $Y_{\text{эксп}}$ и теоретические $Y_{\text{теор}}$ выходы фотоядерных реакций на изотопах ртути приведены в таблице 1. При расчете теоретических выходов учитывались все возможные фотоядерные реакции на стабильных изотопах Hg, которые дают вклад в образование конечного ядра. Выходы нормированы на выход реакции $^{204}\text{Hg}(\gamma, 1n)^{203}\text{Hg}$. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с результатами расчета по КМФР для фотонейтронных реакций. Включение изоспинового расщепления в теоретические расчеты позволило достаточно хорошо описать фотопротонные реакции. Сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных выходов фотопротонных реакций с образованием изотопов золота $^{198,199,200}\text{Au}$ указывает на то, что предсказания модели относительно величин фотопротонных сечений оказываются заниженными примерно в 2 раза.

Таблица 1: Относительные выходы фотоядерных реакций на изотопах ртути, нормированные на выход реакции $^{204}\text{Hg}(\gamma, 1n)^{203}\text{Hg}$.

| Изотоп | Реакция | $T_{1/2}$ | $Y_{\text{эксп}}$ | $Y_{\text{теор}}$ |
|-------------------|---|-----------|---------------------------------|----------------------|
| ^{203}Hg | $^{204}\text{Hg}(\gamma, 1n)^{203}\text{Hg}$ | 46.6 сут. | 1.00 ± 0.04 | 1 |
| ^{197}Hg | $^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, in)^{197}\text{Hg}$ | 64.14 ч. | 2.06 ± 0.07 | 2.09 |
| ^{195}Hg | $^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, in)^{195}\text{Hg}$ | 9.9 ч. | $(7.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$ | $7.9 \cdot 10^{-2}$ |
| ^{200}Au | $^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, in1p)^{200}\text{Au}$ | 48.4 мин. | $(1.59 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$ | $0.78 \cdot 10^{-2}$ |
| ^{199}Au | $^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, in1p)^{199}\text{Au}$ | 3.1 сут. | $(2.74 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ | $0.9 \cdot 10^{-2}$ |
| ^{198}Au | $^{\text{nat}}\text{Hg}(\gamma, in1p)^{198}\text{Au}$ | 2.7 сут. | $(2.24 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$ | $1.06 \cdot 10^{-2}$ |

1. S.M. Hasany, I. Hanif, I.H. Qureshi. Production of carrier-free ^{199}Au from irradiated platinum using 1-phenyl-3-methyl-4-trifluoroacetyl-pyrazolone-5 as an extractant The International Journal Of Applied Radiation And Isotopes, 29 (3), pp. 145-149, 1978.
2. P.J. Blower, A nuclear chocolate box: The periodic table of nuclear medicine (2015) Dalton Transactions, 44 (11), pp. 4819-4844, 2015.
3. C. Cutler, P. Kan, N. Chanda, N., et al. Preparation and use of $^{198}\text{Au}/^{199}\text{Au}$ for potential applications in cancer therapy and imaging. Transactions of the American Nuclear Society, 103, pp. 1123-1124, 1978.
4. L.F. Mausner, K.L. Kolsky, V. Joshi, S.C. Srivastava. Radionuclide development at BNL for nuclear medicine therapy. Applied Radiation and Isotopes, 49 (4), pp. 285-294, 1998.
5. E. Bzymek, A. Konefał, A. Orlef, Z. Maniakowski, M. Sokół. Test of production of ^{198}Au radioisotope by means of typical medical linear accelerators used in teleradiotherapy. Acta Physica Polonica B, 48 (3), pp. 671-674, 2017.
6. M.U Khandake, H. Haba, H.A. Kassim. Production of radio-gold ^{199}Au for diagnostic and

- therapeutic applications. AIP Conference Proceedings, 1704, p. 030008, 2016.
7. F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne. Extension of activation cross section data of long lived products in deuteron induced nuclear reactions on platinum up to 50 MeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 401, pp. 56-70, 2017.
 8. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев. Фотоядерные реакции на изотопах Hg в области энергий дипольного гигантского резонанса. Ядерная физика. Т. 74, № 5. с.733–739, 2011.
 9. Б.С. Ишханов, С.Ю. Трощев. Выходы фотоядерных реакций на изотопах Hg под действием тормозного пучка с максимальной энергией 29,1 МэВ. Известия Российской академии наук. Серия физическая. Т. 75, № 4, с. 603–605, 2011.
 10. K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki, Activation yield curves of photonuclear reactions for multielement photon activation analysis, Nuclear Instruments and Methods, 157, pp. 567-577, 1978.
 11. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин и др. Многоцелевой импульсный разрезной микротрон на энергию 55 МэВ. Приборы и техника эксперимента, 2, с.20–37, 2018.
 12. Б. С. Ишханов and В. Н. Орлин. Комбинированная модель фотонуклонных реакций. Ядерная физика, 74(1), с. 21–41, 2011.
 13. Б. С. Ишханов and В. Н. Орлин. Модифицированная версия комбинированной модели фотоядерных реакций. Ядерная физика, 78(7-8), с. 601–617, 2015.
 14. S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, et al. Studying photonuclear reactions using the activation technique. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 745, pp.133–137, 2014.

ВЛИЯНИЕ ДОЗЫ И ЭНЕРГИИ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТР ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

А.В. Кожемяко¹, А.П. Евсеев^{1,2}, А.А. Шемухин², Ю.М. Спивак³,
Е.Н. Муратова³

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет)*; ² *Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ*; ³ *Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "*

ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)

E-mail: anastasiia.kozhemyako@mail.ru

Введение

На сегодняшний день проводится большое количество исследований пористого кремния с целью разработки высокоэффективных оптических устройств, биосенсоров и оптоэлектронных светодиодов [1]. Возможность использования пористого кремния в таком широком диапазоне применений объясняется его уникальными свойствами. Пористый кремний демонстрирует фотолюминесценцию в видимом диапазоне, является биосовместимым и биоразлагаемым, имеет большую площадь поверхности, а так же этот материал является дешёвым и простым в производстве.

Одним из способов получения пористого кремния является электрохимическое травление. Пластина монокристаллического кремния погружается в раствор кислоты. После чего между пластиной и катодом прикладывается разность потенциалов. В результате в исходной матрице образуется сеть пор, а кремниевый остов (псевдорешётка) сохраняет кристаллическую структуру. Изменяя время травления и концентрацию кислоты можно получать слои пористого кремния разной толщины и с разным размером пор. Полученная данным методом структура обладает большой площадью поверхности (200– 800 м²/г).

Согласно последним исследованиям, основной причиной фотолюминесценции в пористом кремнии являются поверхностные состояния и состояния, образованные псевдорешёткой [2]. Причём из-за большого отношения поверхности к объёму, наибольший вклад вносит первый механизм.

Таким образом, изменяя структуру поверхностных состояний можно эффективно управлять полосой фотолюминесценции и другими свойствами пористого кремния. Ионная имплантация является одним из методов, позволяющим вносить изменения в состав и структуру образцов с высокой точностью и повторяемостью, что является необходимым условием при модификации наноструктур.

В данной работе было исследовано влияние различных параметров ионной имплантации (дозы и энергии налетающих частиц) на спектр фотолюминесценции (ФЛ) пористого кремния. Чтобы исключить влияние на ФЛ химических связей, образованными примесными элементами, в качестве

внедряемых частиц были выбраны ионы благородных газов (Ar, Xe). Таким образом, было исследовано влияние на ФЛ ионно индуцированных дефектов.

Экспериментальные методы

Пористый кремний получен методом анодной поляризации в специальных электрохимических ячейках. Структура пористого слоя определяется плотностью тока, концентрацией HF в электролите и стехиометрией образца. В данной работе в качестве анода использовали кремниевую пластину Si (100), которая помещалась в стеклоуглеродный тигель. Травление производили в растворе HF(49%):C₂H₅OH 1:1 при плотности тока 10 мА/см² в течение 30 мин. На рисунке 1 приведено РЭМ изображение скола одного из полученных образцов. Для дальнейшего исследования отбирались участки кремниевой пластины, удаленные от края области травления, чтобы избежать эффектов от неоднородности. Размер пор составил 2-2,5 мкм.

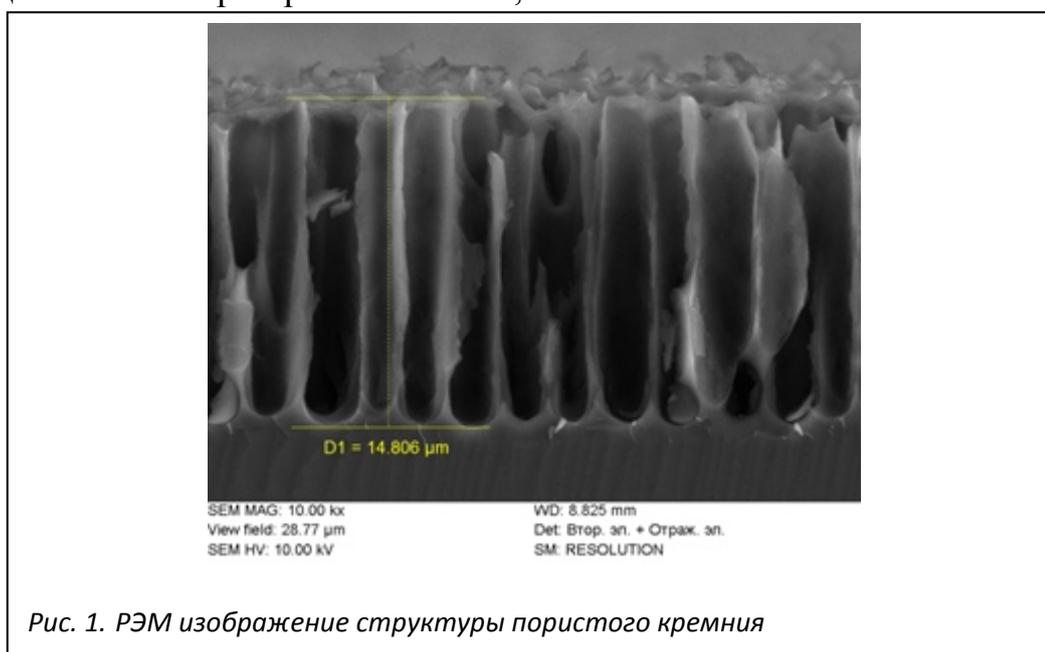


Рис. 1. РЭМ изображение структуры пористого кремния

Облучение многозарядными ионами ксенона проводилось в Институте ядерных наук Винча на ускорительном комплексе FAMA. Облучение ионами аргона проводилось на ускорителе HVEE-500. Линия имплантации содержит системы фокусировки ионного пучка и сканирования мишени, а также ловушку нейтральных частиц. Рабочее давление в камере не превышает 10⁻⁵ Па.

Для удобства сравнения процессов накопления дефектов, дозы облучения представлены не только в [см⁻²], но и в единицах dpa. Единицы измерения дозы в dpa (displacements per atom, число смещений на атом) являются универсальными. Использование этого метода позволяет сравнивать процессы дефектообразования, вызванные ионным облучением, при различных энергиях, дозах [см⁻²] и массах налетающих частиц. Переход от доз [см⁻²] к dpa осуществлялся в соответствии с [3].

Профили распределения индуцированных облучением вакансий были рассчитаны при помощи программы SRIM [4].

Параметры проведенных экспериментов и значения доз облучения в единицах dpa приведены в таблице 1.

Таблица 1.

| Тип иона | Энергия иона, кэВ | Доза | |
|-------------------|-------------------|-----------------------|--------------------|
| | | DPA | см ⁻² |
| Xe ¹⁴⁺ | 217 | 3.6·10 ⁻³ | 10 ¹² |
| | | 3.6·10 ⁻² | 10 ¹³ |
| | | 1.8·10 ⁻¹ | 5·10 ¹³ |
| Ar ⁺ | 100 | 1.45·10 ⁻³ | 10 ¹² |
| | 200 | 1.34·10 ⁻³ | 10 ¹² |

Спектры фотолюминесценции ФЛ были получены при комнатной температуре на установке «Зондовая нанолaborатория ИНТЕГРА Спектра» с использованием лазера с длиной волны излучения 472,9 нм мощность лазера при измерении составляла 7 мВт/см².

Результаты и обсуждение

Для исследования зависимости спектра ФЛ пористого кремния от дозы облучения была проведена имплантация ионов ксенона Xe¹⁴⁺ с энергией 217 кэВ и дозами 10¹² - 5·10¹³ см⁻². Было обнаружено что пористый кремний, полученный описанным выше способом, обладает фотолюминесценцией на длине волны 690 нм (см. рис. 2) После облучения ионами ксенона Xe¹⁴⁺ с энергией 217 кэВ и дозой 10¹² см⁻² максимум полосы ФЛ находится на длине волны 660 нм. При последующем увеличении дозы облучения происходит снижение интенсивности фотолюминесценции пористого кремния, но длина волны излучения не изменяется.

Первоначальный сдвиг полосы ФЛ объясняется уменьшением размера

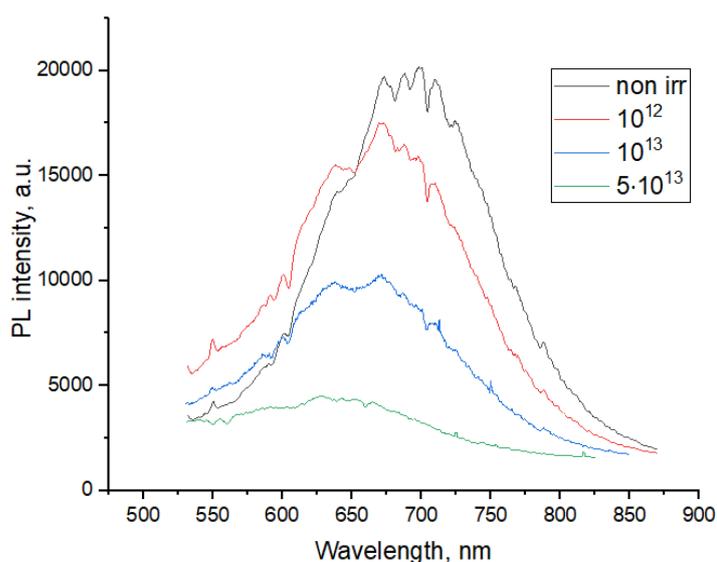


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции пористого кремния до и после облучения ионами Xe¹⁴⁺ с энергией 217 кэВ

нанокристаллита в структуре пористого кремния и модификацией поверхностных состояний. Снижение интенсивности при увеличении дозы облучения может быть вызвано ростом числа центров безызлучательной рекомбинации вследствие увеличения степени аморфизации псевдорешётки.

На следующем этапе было проведено исследование зависимости полосы ФЛ пористого кремния от энергии внедряемых ионов. Образцы пористого кремния были облучены ионами Ar^+ с энергиями 100 и 200 кэВ и дозой 10^{12} см⁻². Такая дозы была выбрана для минимизации влияния центров безызлучательной рекомбинации на интенсивность фотолюминесценции. Согласно таблице 1, данным энергиям соответствуют близкие значения $\lambda_{ра}$. Таким образом, можно считать, что в обоих случаях разупорядочение системы практически одинаковое.

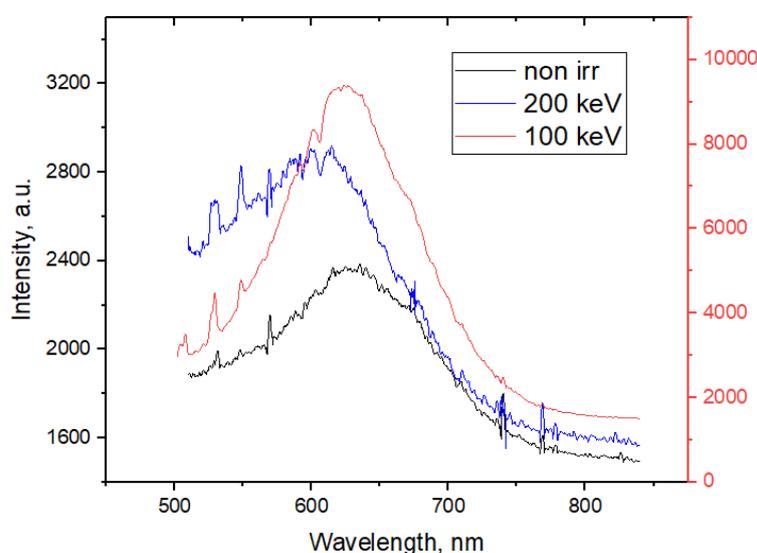


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции пористого кремния до и после облучения ионами Ar^+ с энергиями 100 и 200 кэВ

На рисунке 3 видно, что максимум полосы ФЛ до облучения находится на длине волны 630 нм. После облучения с энергией 100 кэВ максимум сдвигается в область меньших длин волн и оказывается на длине волны 622 нм. При увеличении энергии до 200 кэВ данная тенденция сохраняется, и максимум полосы фотолюминесценции находится на 611 нм. Так же не обходимо отметить, что оба облучённых образца демонстрируют большую интенсивность ФЛ по сравнению с исходным образцом. Причём при энергии облучения 100 кэВ интенсивность возросла в 4 раза, а при энергии 200 кэВ – в 1,2 раза.

Заключение

Проведены эксперименты по облучению пористого кремния ионами He^{14+} и Ar^+ с энергиями 100-217 кэВ и дозами 10^{12} - $5 \cdot 10^{13}$ см⁻². Исследована зависимость максимума спектра фотолюминесценции пористого кремния от дозы и энергии облучения.

Показано, что ионное облучение с энергией 217 кэВ приводит к синему смещению максимума полосы фотолюминесценции пористого кремния на 30 нм. Увеличение дозы облучения с 10^{12} см⁻² до $5 \cdot 10^{13}$ см⁻² приводит к снижению интенсивности фотолюминесценции и не влияет на величину сдвига максимума. Показано, что при росте энергии налетающих частиц увеличивается величина сдвига максимума полосы фотолюминесценции. На спектрах ФЛ после имплантации при дозе 10^{12} см⁻² и энергии 100 кэВ и 200 кэВ наблюдается возрастание интенсивности фотолюминесценции в 4 и 1,2 раза соответственно.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01040 мол_а.

1. K. Azaiez et al., Applied Surface Science № 441, p. 272–276, 2018
2. C.F. Ramirez-Gutierrez et al., Journal of Luminescence № 201, p. 11–17, 2018
3. А.В. Кожемяко, А.П. Евсеев, Ю.В. Балакшин, А.А. Шемухин, ФТП, том 53, вып. 6, с. 810-815, 2019
4. J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack. Nucl. Instr. Meth. B, 268, с. 1818, 2010

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ МЕДИЦИНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

А.А. Щербаков¹, Е.Н. Лыкова¹, М.В. Желтоножская¹, А.П. Черняев¹

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

E-mail: Alexey.sherbakow@gmail.com

Для лечения онкологических заболеваний активно применяются медицинские линейные ускорители электронов, используемые как для создания пучков электронов, так и для получения тормозного фотонного излучения. При взаимодействии пучка тормозных фотонов с энергией выше 8 МэВ с конструкционными элементами ускорителя протекают фотоядерные реакции, в результате которых образуются фотонейтроны. Вклад фотонейтронного излучения в дозу в условиях процедурного кабинета не оценивается и не учитывается на стадии планирования.

Вторичные нейтроны несут серьезную радиобиологическую опасность. Даже сравнительно небольшой вклад фотонейтронов в поток излучения ведёт к существенному увеличению дозы в облучаемых тканях, что совершенно недопустимо при лечении онкологических заболеваний.

Для оценки вклада фотонейтронного излучения в дозу проводилось моделирование коллиматора медицинского линейного ускорителя электронов. Были получены спектры вторичных нейтронов при энергиях электронов в 8, 10, 12, 14, 16, 18 и 20 МэВ. По ним был рассчитан вклад вторичных нейтронов в дозу.

Для получения спектров вторичных нейтронов был использован инструментальный GEANT4 (англ. GEometry ANd Tracking – геометрия и трекинг), реализующий метод Монте-Карло для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество. В основе GEANT4 лежит язык программирования C++, следовательно, ему присущи все свойства объектно-ориентированных языков программирования, такие как классы, абстрагирование данных, наследование, полиморфизм.

В рассматриваемой модели основным процессом, ответственным за рождение вторичных нейтронов, являются фотоядерные реакции, протекающие при взаимодействии тормозных фотонов с вольфрамом и медью, из которых состоят компоненты головки ускорителя. В работе их моделирование происходит с помощью физического листа «QGSP_BIC_HP».

В инструментарии GEANT4 была смоделирована установка, схема которой представлена на рисунке 9. Геометрия головки ускорителя была скопирована из продвинутого примера «MedicalLinac2», включенного в стандартный пакет GEANT4, и адаптирована под эксперимент. Данный пример моделирует ускоритель «Varian Clinac 2100».

Головка ускорителя состоит из:

- Тормозной мишени, представляющей собой вольфрамовый слой толщиной 2 мм, на котором происходит испускание тормозного

излучения и медный слой толщиной 5 мм, который необходим для поглощения медленных электронов.

- Первичного коллиматора, состоящего из двух частей. Первая часть представляет собой цилиндрический слой из вольфрама высотой 6 см, внешний радиус которого равен 6 см, а внутренний 19 – 3 см. Вторая часть представляет собой вольфрамовый цилиндр высотой 6,2 см с отверстием в форме усеченного конуса на оси симметрии. Большой радиус конуса равен 3 см, меньший – 1 см.
- Сглаживающего фильтра, представляющего собой медный конус, радиус основания которого равен 6 см, а высота – 3 см.
- Ионизационной камеры, представляющей собой шесть последовательных пластин круглой формы, выполненных из каптона.
- Шторок, представляющих собой прямоугольные параллелепипеды, выполненные из вольфрама. Сторона основания равна 2 см, а высота – 6 см. Параллелепипеды ориентированы попарно перпендикулярно и необходимы для придания формы полю излучения.

На тормозную мишень падает моноэнергетический пучок электронов (форма и размер пучка в поперечном срезе – 20x20 мм, квадрат; энергия электронов варьируется от 8 МэВ до 20 МэВ с шагом 2 МэВ). В результате облучения из мишени вылетает немонахроматический пучок тормозных фотонов, которые после прохождения головки ускорителя падают на твердотельный водный фантом (прямоугольный параллелепипед, линейные размеры 40x40x10 см³), внутри которого на глубине 5 см от поверхности находится детектирующая мишень из естественного тантала, толщиной 5 микрон. Расстояние между тормозной и детектирующей мишенями – 100 см.

В результате моделирования были получены спектры вторичных нейтронов при энергиях монохроматического пучка электронов от 8 до 20 МэВ с шагом 2 МэВ. Измерения выполнялись при статистике в 50 миллионов частиц.

По полученным спектрам был рассчитан вклад фотонейтронного излучения в дозу на мишени для каждой энергии. Максимальный вклад соответствует энергии 20 МэВ и составляет величину порядка 0,4%. Результаты обсуждаются.

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ^{238}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

О. Альбагдади¹, С.С. Бельшев¹, Н.В. Иванова¹, Б.С. Ишханов^{1,2},
Д.И. Качалова¹, А.А. Кузнецов^{1,2}, Н.Ю. Фурсова¹, В.В. Ханкин²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

E-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

В работе измерены выходы фотонейтронной реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)^{237}\text{U}$ и реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ на тормозном пучке электронного микротрона при энергии электронов 55 МэВ. Выполнено сравнение с результатами экспериментов на квазимонохроматических пучках, расчетами по программе TALYS и оцененными сечениями.

Ядерные данные о взаимодействии γ -квантов с тяжелыми ядрами необходимы для решения большого числа прикладных и фундаментальных задач. Данные о фотоделении и фотонейтронных реакциях на изотопах урана необходимы для разработки систем транмутации ядерных отходов, создания пучков радиоактивных ядер, получения экзотических ядер (высокоспиновых изомеров, сильнонейтроноизбыточных ядер, сильнодеформированных ядер). Также эти данные используются при расчетах распространенности нейтроноизбыточных ядер, образующихся в результате взрыва сверхновых. В последнее время активно проводятся исследования альтернативных способов наработки медицинских изотопов, традиционно получаемых на реакторах. В частности предлагается использование фотоядерных реакций и реакции фотоделения. Новые ядерные данные необходимы также для изучения структуры атомных ядер и проверки предположений о барьере деления.

Сечения фотонейтронных реакций и реакции фотоделения в области энергий гигантского дипольного резонанса были измерены в нескольких экспериментах [1-8]. На рис. 1 представлены полные сечения фотопоглощения $^{238}\text{U}(\gamma, ABS)$ полученные на пучках квазимонохроматических фотонов [1,2], оцененные сечения [9,10] и сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS [11]. В полном сечении фотопоглощения $^{238}\text{U}(\gamma, ABS)$ [1] наблюдается два максимума, расположенных при энергии $E_1 = 10.77\text{МэВ}$ и $E_2 = 13.80\text{МэВ}$. Расщепление гигантского резонанса на два максимума обусловлено деформацией ядра ^{238}U в основном состоянии. Первый максимум проявляется в основном в канале реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$, второй - в канале реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 2n)$. Сечения реакций $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$, $^{238}\text{U}(\gamma, 2n)$ и $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ представлены соответственно на рис. 2-4.

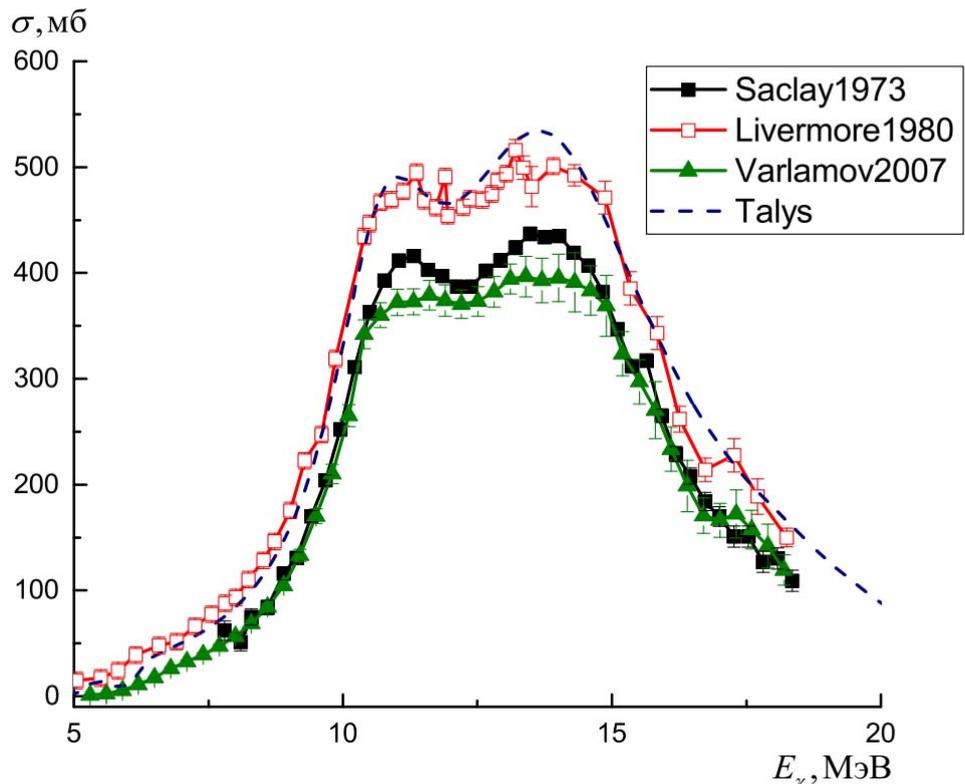


Рис.1. Сечения реакции полного фотопоглощения $^{238}\text{U}(\gamma, ABS)$.

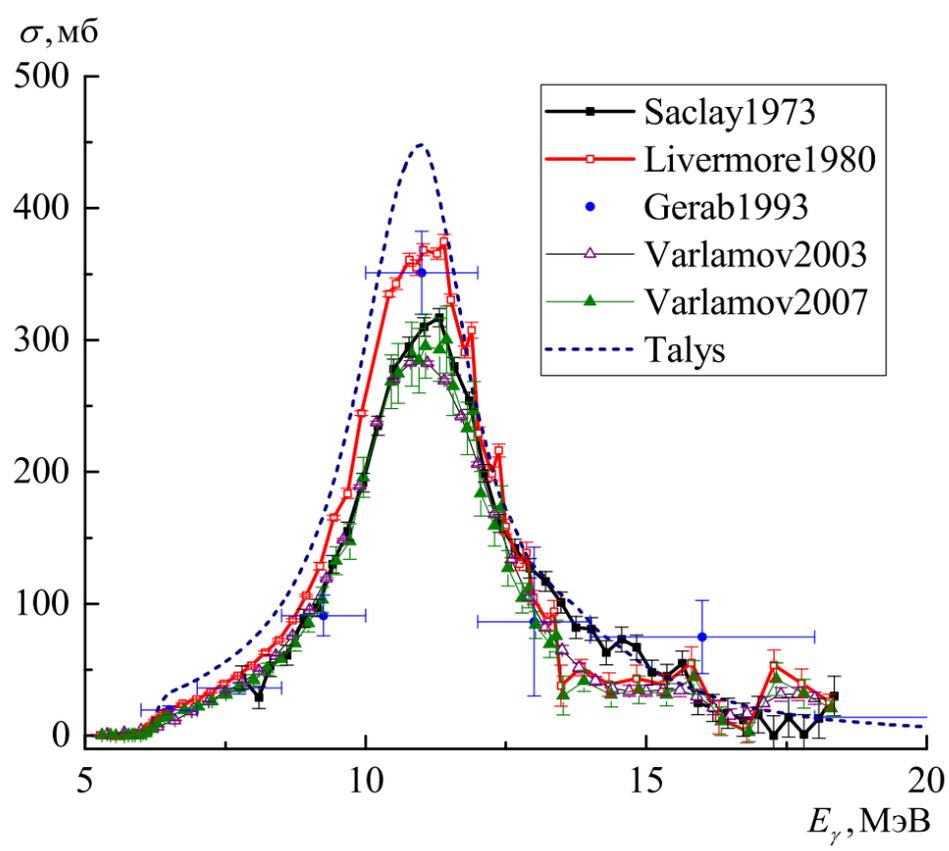


Рис.2. Сечения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$.

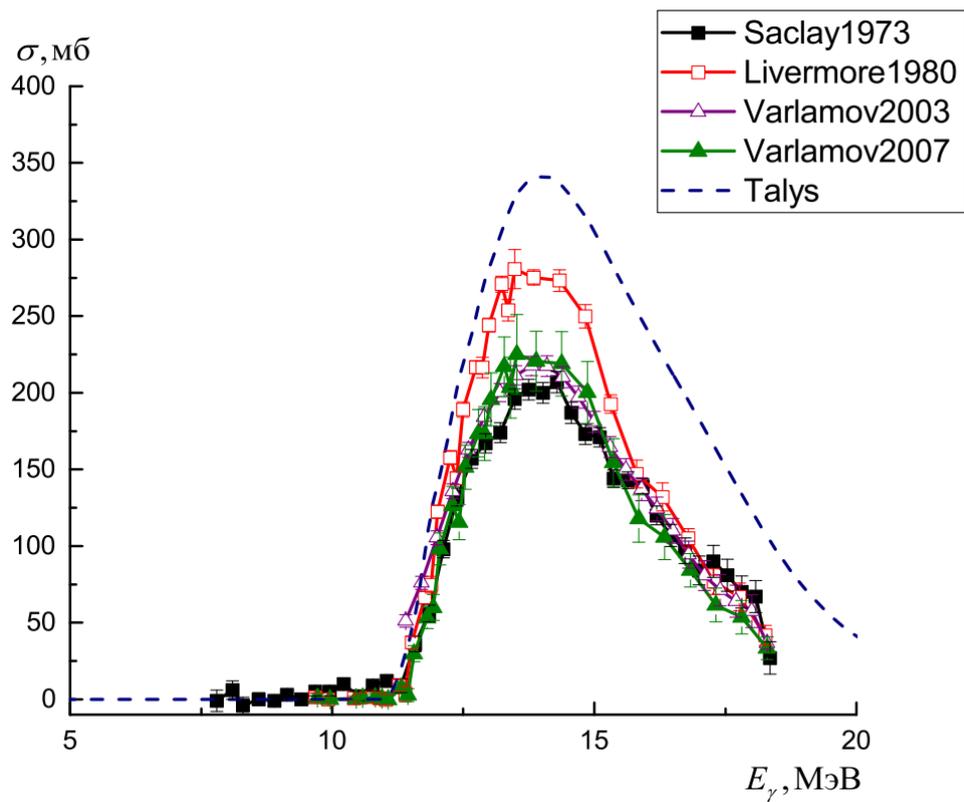


Рис.3. Сечения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 2n)$.

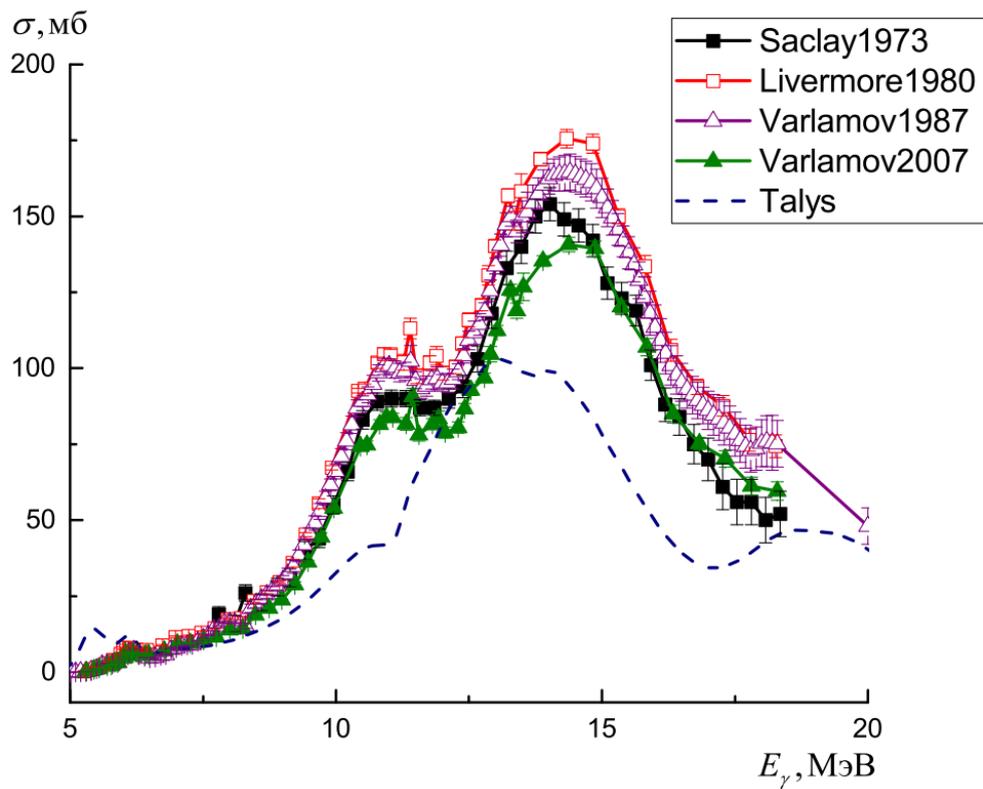


Рис.4. Сечения реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma, F)$.

Из рис. 1-4 видно существенное различие сечений, полученных в разных лабораториях. Кроме того наблюдается большое различие экспериментальных

сечений и модельных, рассчитанных с помощью современного кода статистического описания ядерных реакций TALYS. Во всех представленных работах сечения были измерены с помощью регистрации нейтронов. В экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов [1,2] разделение каналов реакций $^{238}\text{U}(\gamma,1n)$, $^{238}\text{U}(\gamma,2n)$ и $^{238}\text{U}(\gamma,F)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Реакция фотоделения определялась по регистрации на совпадение сигналов от трех и более нейтронов. Определение парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов, привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения. Существует только одна работа [12], в которой на пучке тормозного излучения был измерен выход и среднее сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma,1n)$ методом наведенной активности. В этом методе регистрируется активность конечного ядра по характерным гамма-линиям в спектре. Этот метод лишен недостатков метода разделения нейтронов по множественности. Однако в работе [12] в зависимости от нормировки выход отличается в два раза, и его сложно использовать для оценки сечений. Результаты активационных экспериментов по измерению выхода и среднего сечения реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma,F)$ отсутствуют в литературе.

В настоящей работе методом наведенной активности определены выходы реакции $^{238}\text{U}(\gamma,1n)$ и реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma,F)$ на тормозном пучке гамма-квантов разрезного микротрона РТМ-55 при максимальной энергии тормозного спектра 55 МэВ [13]. Облучаемая мишень представляет собой порошок из оксида урана (естественная смесь изотопов), насыпанный в алюминиевый контейнер с толщиной стенок 0.2 мм. Масса урана 450 мг, плотность порошка 1.57 г/см³. Естественная смесь изотопов урана содержит 99.3 % изотопа ^{238}U , поэтому в дальнейшем мы будем говорить о реакциях только на изотопе ^{238}U . Для определения абсолютных выходов исследуемых реакций в пучке одновременно облучалась медная фольга [14]. Тормозной пучок фотонов образовывался на вольфрамовой мишени толщиной 0.2 мм. Облучение продолжалось в течение 10 минут при среднем токе электронов 45 нА. После облучения мишень перемещалась в специальное низкофонное помещение, где на детекторе из сверхчистого германия HPGe проводилось измерение спектров γ -квантов изотопов, образовавшихся в облученной мишени. Суммарная продолжительность измерения спектров γ -квантов составляла 20 дней.

В результате активационного эксперимента на тормозном пучке γ -квантов измеряется выход фотоядерных реакций:

$$Y = M \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} W(E^m, E) \sigma(E) dE, (1)$$

где M – поверхностная концентрация ядер мишени, $W(E^m, E)dE$ - число γ -квантов в интервале энергий dE на один электрон ускорителя, попавшего на тормозную мишень, $\sigma(E)$ - сечение исследуемой фотоядерной реакции, E - энергия γ -квантов тормозного излучения, E^m - кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень, $E_{\text{порог}}$ - пороговая энергия исследуемой реакции.

Экспериментальные выходы фотоядерных реакций рассчитывались по следующей формуле:

$$Y_{\text{эксп}} = \frac{S}{Ck(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})}, \quad (2)$$

где S - площадь фотопика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения, t_1 - время облучения; t_2 - время начала измерения, t_3 - время окончания измерения; λ - постоянная распада; k - коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах, C - коэффициент, учитывающий изменение тока ускорителя $I(t)$ во время

$$\text{облучения } C = \int_0^{t_1} I(t)e^{\lambda t} dt.$$

В результате анализа выходов продуктов деления было получено массовое распределение продуктов фотоделения ^{238}U после вылета мгновенных нейтронов при значении верхней границы тормозного спектра 55 МэВ. Массовое распределение определено для 43 цепочек ядер-изобар. Полученное массовое распределение в единицах количества реакций на один электрон ускорителя представлено на рис.5. Для расчета суммарного выхода фотоделения из массового распределения использовались предположения о форме массового распределения из модели мультимодального деления. В модели мультимодального деления массовое распределение интерпретируется как сумма симметричных и несимметричных мод деления. Для большинства ядер-актинидов существуют три доминирующих моды деления: симметричная мода - SL и две несимметричные STI и STII моды. Несимметричные моды связаны с нейтронными оболочками фрагментов $N = 82$ для STI и $N = 88$ для STII. Выполнена аппроксимация измеренного массового распределения пятью гауссианами и определен суммарный выход фотоделения.

В таблице 1 приведены рассчитанные на основе соотношения (2) абсолютные выходы фотоядерных реакций $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$ и $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ в области энергий до 55 МэВ на естественной смеси изотопов урана. Здесь же для сравнения приведены выходы реакций $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$ и $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ рассчитанные на основе экспериментальных данных, оцененных сечений и сечений из программы TALYS на основе соотношения (1).

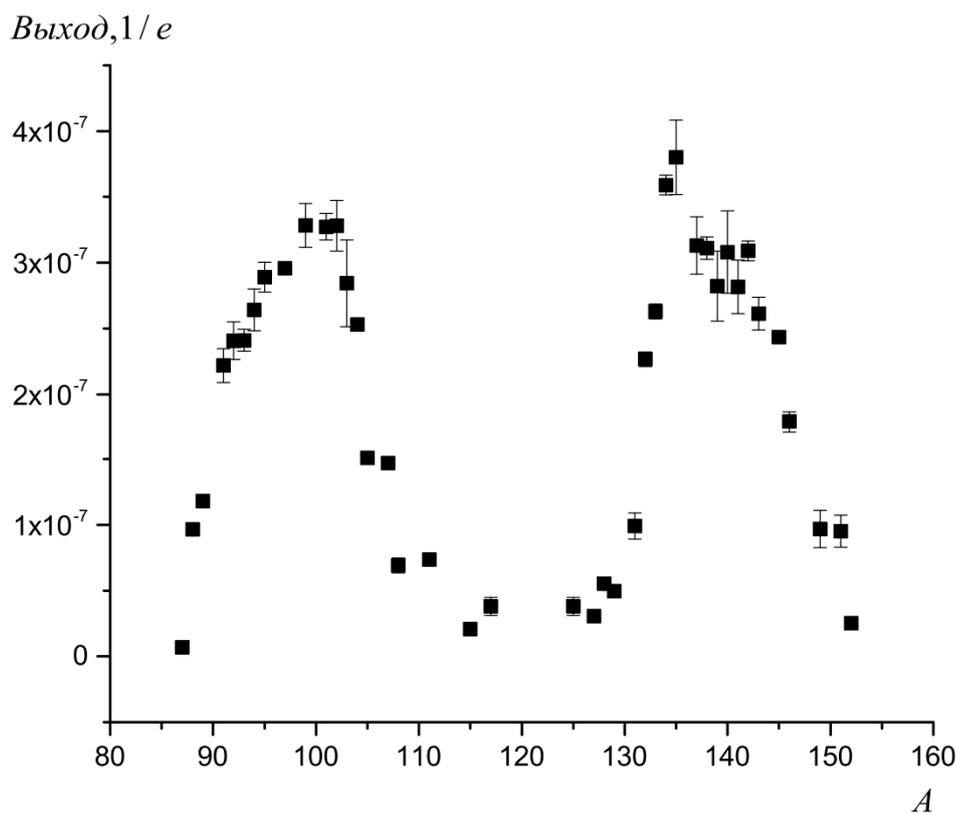


Рис. 5. Массовое распределение фотоделения ^{238}U при энергии тормозного спектра 55 МэВ.

Таблица 1. Абсолютные выходы реакций $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$, $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ измеренные в настоящей работе и рассчитанные на основе экспериментальных сечений [1,2], оцененных сечений [9,10] и сечений из программы TALYS [11].

| Реакция | $Y_{\text{эксп}} \cdot 10^{-6}, 1/e$ | Выходы, рассчитанные из экспериментальных и теоретических сечений. $Y \cdot 10^{-6}, 1/e$ | | | | |
|------------------------------|--------------------------------------|---|------|------|------|-----------|
| | | [1] | [2] | [9] | [10] | TALYS[11] |
| Ссылка | Наст. работа. | | | | | |
| $^{238}\text{U}(\gamma, 1n)$ | 7.74 ± 0.36 | 6.83 | 8.40 | 6.74 | 8.88 | 9.98 |
| $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ | 5.63 ± 0.28 | 4.38 | 5.37 | 5.41 | 4.27 | 4.06 |

Сравнивая наши результаты с экспериментальными, оцененными и теоретическими сечениями, можно сделать вывод о том, что наилучшим образом наши данные по парциальным выходам согласуются с данными эксперимента [2]. Экспериментальные данные из работы [1] дают немного заниженные сечения как в случае фотонейтронной реакции, так и в случае реакции фотоделения. Теоретические сечения, рассчитанные по программе TALYS, в случае фотонейтронной реакции дают сильно завышенные значения, в случае реакции фотоделения - сильно заниженные. Этот результат свидетельствует о том, что в программе TALYS неправильно учитывается конкуренция между реакциями с вылетом одного нейтрона и фотоделением из возбужденного состояния ГДР.

1. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere et al. A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . Nucl. Phys. A 199, pp. 45-64, 1973.
2. J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, B.L. Berman, R.A. Alvarez, P. Meyer. Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th . Phys. Rev. C 21, pp. 1215-1231, 1980.
3. B.I. Gavrilov, L.E. Lazareva. Yields of photoneutrons from medium-heavy and heavy nuclei. J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 30, pp. 855-861, 1956.
4. L. Katz, K.G. Mcneill, M. Leblanc, F. Brown. Photoneutron emission from ^{232}Th , ^{233}U , ^{238}U and ^{239}Pu . Can. J. Phys. 35, p. 470, 1957.
5. J.W. Knowles, O.Y. Mafrá. Intermediate Structure in the photoneutron, photofission and photoabsorption cross sections of ^{238}U at the fission threshold. Int. Conf. on Photonuclear Reactions, Pacific Grove Vol.1, p.647, 1973.
6. P.A. Dickey, P. Axel. ^{238}U and ^{232}Th photofission and photoneutron emission near threshold. Phys. Rev. Lett. 35, pp. 501-504, 1975.
7. F. Gerab, M.N. Martins. One neutron photoemission cross section of ^{238}U . Phys. Rev. C 48, pp.105-108, 1993.
8. O.L. Goncalvez, L.P. Geraldo, R. Semmler. Measurement of neutron photoproduction cross sections for ^{232}Th and ^{238}U using capture gamma rays. Nucl. Sci. Eng. 132, p.135, 1999.
9. V.V. Varlamov, N.N. Peskov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov. Photoneutron reaction cross sections in experiments with beams of quasimonoenergetic annihilation photons. Vop. At. Nauki i Tekhn. Ser. Yadernye Konstanty Issue.1-2, p. 48, 2003.
10. V. V. Varlamov, N.N. Peskov. Evaluation of (γ, Xn) , (γ, Sn) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ and (γ, f) reactions cross sections for actinides nuclei ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu : consistency between data obtained using quasimonoenergetic annihilation and bremsstrahlung photons. Moscow State Univ. Inst. of Nucl. Phys. Reports, No.2007-8/829.
11. A.J. Konig, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April, 22–27, 2007 / edited by Bersillon O. et al. EDP Sciences (Nice, France, 2008). P. 211.
12. H. Naik, R. Crasta, S.V. Suryanarayana et al. Photo-neutron cross-section measurement in the 8 and 10 MeV bremsstrahlung induced reaction of ^{238}U . J. Radioanal. Nucl. Chem. 298, p. 1065, 2013.
13. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин и др. Многоцелевой импульсный разрезной микротрон на энергию 55 МэВ. Приборы и техника эксперимента, 2, с.20–37, 2018.
14. S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, et al. Studying photonuclear reactions using the activation technique. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 745, pp.133–137, 2014.

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14.1 МЭВ С ЯДРАМИ C, Mg и Cr

Д.И. Дашков¹, Н.А. Фёдоров^{1,2}, Д.Н. Грозданов^{2,3}

¹ Физический факультет МГУ; ² Объединённый институт ядерных исследований;

³ Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София, Болгария;

E-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru

Введение

Реакции под действием быстрых нейтронов, в частности с энергией 14 МэВ, имеют широкое практическое применение, а исследование механизма этих реакций дает возможность улучшить наши знания о структуре атомных ядер.

Значительно возросший в последние годы интерес к данным процессам связан также с развитием ядерной энергетики с использованием реакторов на быстрых нейтронах [1]. Для расчета конструктивных элементов такого рода промышленных конструкций требуется максимально точные базы экспериментальных данных и программы, позволяющие моделировать реакции взаимодействия быстрых нейтронов с соответствующими атомными ядрами. Один из наиболее популярных вариантов программного обеспечения для расчета характеристик ядерных реакций является программа TALYS 1.9 [2], так как она весьма универсальна и включает в себя множество различных моделей. В TALYS используются оптическая модель, DWBA (борновское приближение с искаженными волнами) и модель связанных каналов для прямых реакций, модели Хаузера-Фешбаха и флуктуации ширины для сложных реакций, несколько моделей плотности ядерных уровней. Данная программа постоянно обновляется на основе новых экспериментальных данных.

Одним из экспериментов, который изучает взаимодействие быстрых нейтронов с энергией 14.1 МэВ с различными атомными ядрами является проект TANGRA [3], реализуемый в Лаборатории нейтронной физики Объединённого института ядерных исследований. Экспериментальная установка, используемая в этом проекте, позволяет измерять угловые и энергетические распределения гамма-квантов, испускаемых образцом-мишенью в реакции (n,γ).

В рамках проекта TANGRA были изучены различные элементы, но было решено сосредоточиться на расчетах для реакций $n + {}^{12}\text{C}$, $n + {}^{24}\text{Mg}$, $n + {}^{52}\text{Cr}$, происходящих при налетании нейтрона на мишень из естественных смесей изотопов углерода, магния и хрома. Интерес к мишени из углерода продиктован широким использованием данной реакции при анализе горных пород. Помимо этого, углерод-12 имеет большое значение для нуклеосинтеза. Хром и магний, наряду с железом и никелем, являются важными компонентами нержавеющей стали, широко используемой в качестве конструкционного материала в самых различных областях, в том числе, в атомной энергетике.

Проект TANGRA

Установка TANGRA включает в себя портативный генератор меченых нейтронов с энергией 14,1 МэВ ИНГ-27, одну из трёх систем детектирования, обычно расположенных в кольцевой геометрии (Romashka, Romasha, HPGe), и систему сбора и анализа данных (DAQ).

Одним из преимуществ работы на установке является применение метода меченых нейтронов (ММН). Суть метода меченых нейтронов заключается в следующем. При бомбардировке тритиевой мишени потоком дейтронов в ходе реакции



образуются быстрые моноэнергетические нейтроны с энергией близкой к 14.1 МэВ, и альфа-частицы с энергией около 3.5 МэВ. Они разлетаются из точки рождения практически точно под углом 180° . Таким образом, фиксируя направление вылета α -частицы, можно определить направление вылета нейтрона. На практике «мечение» нейтрона осуществляется с помощью позиционно-чувствительного α -детектора, встроенного в нейтронный генератор ИНГ-27 [3]. Регистрация α -частиц происходит в совпадении с характеристическим γ -излучением, возникающим в результате неупругого рассеяния нейтронов на ядрах мишени.

Важным преимуществом ММН является возможность выявления потоков меченых нейтронов с практически 100% эффективностью и, тем самым, существенно снизить вклад фоновых событий в результирующие γ -спектры.

Рассеяние нейтронов на ^{12}C

Реакции, происходящие при налетании быстрых нейтронов на ядрами мишени, можно разделить на несколько типов: упругого рассеяния, неупругого рассеяния, поглощения нейтрона и реакции с вылетом нуклона или фрагментов ядра.

Неупругое рассеяние нейтронов всегда приводит к росту внутренней энергии исходного ядра. Возбужденное ядро может распадаться с испусканием разных частиц. Вероятность каждой эмиссии продиктована законами сохранения и квантовыми правилами. Зная спектры участвующих в реакции ядер, можно приблизительно предсказать энергетические распределения и интенсивности испускаемых частиц. Первое возбужденное состояние (4,44 МэВ) в ^{12}C релаксирует с испусканием гамма-кванта. Второй (7,65 МэВ) и третий (9,64 МэВ) уровни излучают альфа-частицы с вероятностью около 100%. Учитывая это, можно ожидать, что линия 4,44 МэВ будет самой интенсивной среди гамма-линий при нейтронном облучении ^{12}C .

В табл. 1. результаты TALYS 1.9 для сечений сравниваются с различными экспериментальными источниками. Данные и ссылки были получены из библиотеки данных EXFOR. Для полного сечения рассеяния нейтрона модельные расчеты дают величину примерно на 3% больше экспериментального значения, для сечения упругого рассеяния, данное расхождение составляет 9%. EXFOR не приводит экспериментов, в которых

измерялось интегральное сечение неупругого рассеяния. Однако приведены парциальные сечения, например, на первый возбужденный уровень (4,44 МэВ) ^{12}C . Для этого уровня расчетное сечение ниже экспериментального примерно на 67%. Для второго возбужденного уровня углерода (7,65 МэВ) рассчитанное значение больше экспериментального примерно в 2,2 раза, однако для соответствующего эксперимента [6] энергия налетающего нейтрона равнялась 14,7 МэВ, а не 14,1 МэВ.

Табл 1. Сечения различных реакций, происходящих при налетании нейтрона 14,1 МэВ на ядро углерода-12. Нижний индекс соответствует энергии возбуждения конечного ядра или порядковому номеру его возбуждения в спектре.

| Реакция | Энергия, МэВ | Сечение, мб | Источник |
|--|--------------|----------------|-----------|
| $^{12}\text{C}(n, x)X$ | 14,1 | 1524 | TALYS 1.9 |
| | 14 | 1480 ± 100 | [4] |
| $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}$ | 14 | 793 ± 35 | [5] |
| | 14,1 | 864 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$ | 14,1 | 299 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}_{4,44}^*$ | 14 | 184 ± 8 | [5] |
| | 14,1 | 110 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}_{7,65}^*$ | 14,7 | $9,3 \pm 1,6$ | [6] |
| | 14,1 | 20 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}_{9,64}^*$ | 14,1 | 67 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, \alpha)X$ | 14,1 | 402 ± 46 | [7] |
| | 14,1 | 366 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ | 14,1 | 88 | TALYS 1.9 |
| | 14,2 | 69 ± 6 | [8] |
| | 14,1 | 72 ± 9 | [7] |
| $^{12}\text{C}(n, \alpha_1)^9\text{Be}^*$ | 14,1 | 44 | TALYS 1.9 |
| $^{12}\text{C}(n, \alpha_2)^9\text{Be}^*$ | 14,1 | 77 | TALYS 1.9 |

Помимо сечений рассеяния, также важно сопоставить расчетные и экспериментальные характеристики реакций, в которых рождаются альфа-частицы. Полное сечение рождения альфа-частицы, измеренное в эксперименте [7] примерно на 10% больше рассчитанного. В случае реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$, где ядро бериллия оказывается в основном состоянии, расчет завышает значение сечения примерно на 22%. Для случаев $^{12}\text{C}(n, \alpha_1)^9\text{Be}^*$, $^{12}\text{C}(n, \alpha_2)^9\text{Be}^*$, когда ядро ^9Be оказывается возбужденным, не было найдено информации об экспериментально измеренных сечениях.

На рис.1 представлено угловая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов для энергий, близких к 14,1 МэВ. Видно, что расчеты с использованием TALYS 1.9 практически совпадают с экспериментальными данными для малых углов до 90° . В то же время модельные расчеты заметно недооценивают значения сечения для углов больше 90° . Довольно хорошее соответствие результатов TALYS 1.9 эксперименту неудивительно, поскольку программа использует оптическую модель.

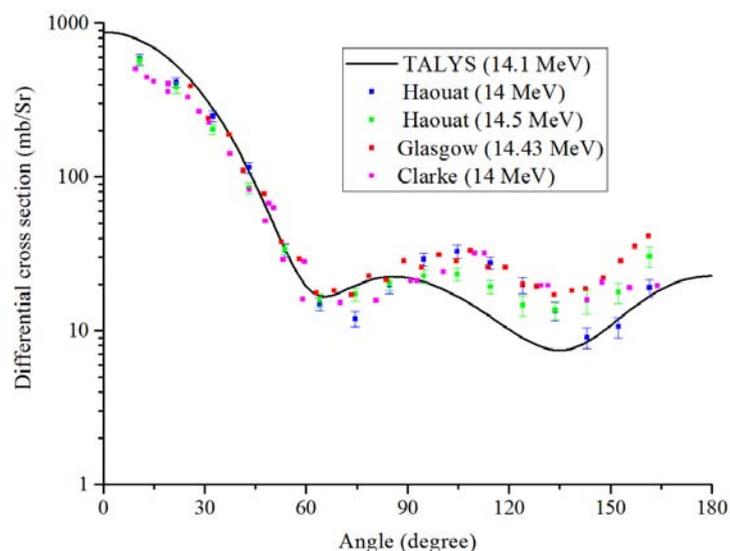


Рис. 1 Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов для энергий, близких к 14,1 МэВ. Точки на графике соответствуют работам [5, 9, 10].

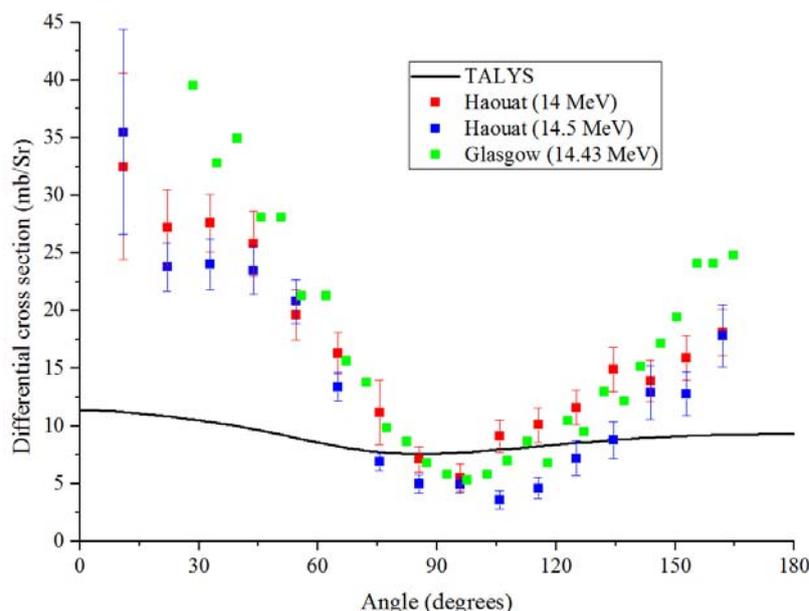


Рис. 2 Дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов на первое возбужденное состояние (4,44 МэВ) ^{12}C для энергий, близких к 14,1 МэВ. Угол рассеяния находится в лабораторной системе. Точки на графике соответствуют работам [5, 9].

На рис. 2 показана угловая зависимость дифференциального сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14,1 МэВ на первое возбужденное состояние (4,44 МэВ) ^{12}C . Видно, что расчет TALYS 1.9 в несколько раз занижает дифференциальные сечения для угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов. Расчет дает близкое значение углового распределения лишь около 90°. Изменения входных параметров TALYS не приводят к улучшению соответствия между расчетом и экспериментальными данными.

В эксперименте TANGRA получено значение сечения рождения γ -квантов для линии 4,44 МэВ 130 ± 15 мб. Модельные расчеты TALYS 1.9 для этой характеристики дают оценку равную 164 мб, что больше экспериментального результата примерно на 26%.

Рассеяние нейтронов на Mg

Для более тяжелых ядер, таких как ^{24}Mg и ^{52}Cr , число наблюдаемых γ -переходов заметно больше. Так, спектр возбужденных состояний ^{24}Mg в области низких энергий существенно богаче и реакция взаимодействия быстрого нейтрона с ядром ^{24}Mg имеет большое число неупругих каналов.

Сравнение результатов расчетов сечений γ -переходов, выполненного в TALYS 1.9, и экспериментальных данных работ [11, 12] представлено в табл. 2. В целом расчет близок к значениям, полученным в эксперименте TANGRA [11]: сечения обычно не отличаются более чем на 50%. Исключения составляют сечения для переходов с энергиями $E_\gamma = 3735,2$ кэВ (расчет меньше в 2,1 раза) и $E_\gamma = 6246,8$ кэВ (расчет больше в 1,61 раза).

Табл. 2. Энергии γ -переходов, наблюдаемых при облучении нейтронами с энергией 14,1 МэВ ядер магния в эксперименте TANGRA [11]. Указаны реакции образования γ -линий, а также спины и четности начального $(J^\pi)^i$ и конечного $(J^\pi)^f$ состояний соответствующего ядра. Парциальные сечения приведены в сравнении с расчетами с использованием TALYS 1.9 и экспериментальными результатами работы [12].

| E_γ , кэВ | Реакция | $(J^\pi)^i \rightarrow (J^\pi)^f$ | σ , мб | | |
|------------------|--|---|---------------|-------|--------------|
| | | | TANGRA | TALYS | [12] |
| 350,7 | $^{24}\text{Mg}(n,\alpha)^{21}\text{Ne}$ | $5/2_1^+ \rightarrow 3/2_{\text{gs}}^+$ | 185 ± 2 | 123 | 77 ± 13 |
| 440,0 | $^{24}\text{Mg}(n,d)^{23}\text{Na}$ | $5/2_1^+ \rightarrow 3/2_{\text{gs}}^+$ | $26 \pm 1,6$ | 34 | 31 ± 8 |
| 472,2 | $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ | $1_1^+ \rightarrow 4_{\text{gs}}^+$ | – | 153 | 126 ± 20 |
| 1368,6 | $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ | $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$ | 412 | 411 | 412 ± 62 |
| 1809,0 | $^{26}\text{Mg}(n,n')^{26}\text{Mg}$ | $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$ | – | – | 82 ± 13 |
| 2754,0 | $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 55 ± 3 | 82 | 55 ± 11 |
| 3735,2 | $^{24}\text{Mg}(n,\alpha)^{21}\text{Ne}$ | $5/2_2^+ \rightarrow 3/2_{\text{gs}}^+$ | 19 ± 3 | 9 | – |
| 3866,1 | $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ | $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 25 ± 3 | 34 | 33 ± 5 |
| 4237,9 | $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ | $2_2^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$ | 27 ± 4 | 25 | 36 ± 8 |
| 4642,2 | $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ | $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 23 ± 3 | 23 | 20 ± 4 |
| 6246,8 | $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ | $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ | 13 ± 3 | 21 | 24 ± 4 |

Рассеяние нейтронов на Cr

Результаты эксперимента по рассеянию быстрых нейтронов представлены в работе [13]. В табл. 3 приведены результаты модельных

расчетов сечений γ -переходов в спектрах конечных ядер, выполненные с использованием TALYS 1.9, и экспериментальные данные для этих сечений. Сравнение данных TANGRA [13] с модельными расчетами демонстрирует систематическую недооценку сечений рождения γ -квантов для большинства γ -переходов. Однако в целом расчеты с использованием TALYS 1.9 хорошо описывают полученные сечения рождения γ -квантов. Важно отметить, что расхождение между оценками и экспериментальными данными для наиболее интенсивных переходов ($E_\gamma = 935,5, 1333,6$ и $1434,1$ кэВ), дающих основной вклад в полное сечение рождения γ -квантов, не превышает 18%. Заметное различие сечений отдельных переходов может быть связано с недостаточно точными данными по коэффициентам ветвления в используемых при расчетах базах данных по дискретным ядерным уровням.

Табл. 3. Энергии γ -переходов E_γ , наблюдаемых при облучении нейтронами ядер Cr в сравнении с данными базы ENSDF [14]. Указаны реакция образования перехода, парциальные сечения со статистической ошибкой приведены в сравнении с расчетами с использованием TALYS 1.9 и экспериментальными результатами работ [15 – 17].

| E_γ , кэВ [13] | E_γ , кэВ [14] | Реакция | σ , мб | | | | |
|--------------------------|--------------------------|--------------------------------------|---------------|-----------|--------------|--------------|--------------|
| | | | [13] | TALYS 1.9 | [15] | [16] | [17] |
| 126 ± 3 | 124,45 | $^{52}\text{Cr}(n,p)^{52}\text{V}$ | 28 ± 2 | 7,6 | | | |
| | 125,08 | $^{52}\text{Cr}(n,p)^{52}\text{V}$ | | 14,4 | | | |
| 321 ± 3 | 320,1 | $^{52}\text{Cr}(n,d)^{51}\text{V}$ | 25 ± 3 | 10,3 | | | 14 ± 1 |
| 648 ± 3 | 647,47 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 77 ± 3 | 12,2 | | | 70 ± 4 |
| 747 ± 3 | 744,23 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 92 ± 3 | 63,5 | | 128 ± 21 | 71 ± 4 |
| | 749,07 | $^{52}\text{Cr}(n,2n)^{51}\text{Cr}$ | | 45,5 | | | 42 ± 1 |
| 937 ± 3 | 935,54 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 254 ± 4 | 236,9 | 221 ± 31 | 211 ± 26 | 237 ± 9 |
| 1249 ± 3 | 1246,28 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 46 ± 3 | 21,87 | | | 48 ± 8 |
| 1335 ± 3 | 1333,65 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 200 ± 4 | 163,1 | 239 ± 36 | 173 ± 29 | 205 ± 8 |
| 1436 ± 3 | 1434,07 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 785 ± 6 | 761,5 | 757 ± 56 | 738 ± 51 | 783 ± 30 |
| 1533 ± 3 | 1530,67 | $^{52}\text{Cr}(n,2n)^{51}\text{Cr}$ | 54 ± 5 | 32,9 | | 74 ± 23 | |
| 1728 ± 3 | 1727,53 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 39 ± 3 | 18,9 | | | 26 ± 4 |
| 2040 ± 5 | 2038 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 18 ± 3 | 11,8 | | | |
| 2339 ± 5 | 2337,44 | $^{52}\text{Cr}(n,n')^{52}\text{Cr}$ | 14 ± 3 | 20,1 | | | |

Заключение

TALYS 1.9 - это комплексная программа для расчета ядерных реакций, имеющая большое количество регулируемых параметров. В большинстве случаев, сечения, полученные с помощью TALYS 1.9 для реакций, происходящих при налетании нейтронов с энергией 14,1 МэВ, оказываются близкими к экспериментальным данным. Однако TALYS 1.9 не может правильно воспроизвести угловое неупругое распределение нейтронов для возбужденного состояния 4,44 МэВ углерода-12. Также в TALYS отсутствует возможность рассчитывать угловые распределения γ -излучения, испускаемого возбужденным ядром. Для дальнейшего применения программы TALYS необходима глубокая модернизация программного обеспечения.

1. L. C. Mihailescu, C. Borcea, A. J. Koning, A. J. M. Plompen, Nucl. Phys. A 786, 1 2007
2. V.Yu. Alexakhin et al., Nucl. Instrum. Methods A 785, p. 9, 2015

3. I.N. Ruskov et al., *Physics Procedia*, 64, pp. 163-170, 2015
4. M.J. Rapp et al., *Nuclear Science and Engineering* 172(3), pp. 268–277, 2012
5. G. Haout et al., *Nuclear Science and Engineering* 65, p. 331346, 1978
6. K. Gul et al., *Physical Review C* 24, p. 6, 1981
7. R.C. Haight et al., *Nuclear Science and Engineering* 87, 1, p. 41–47, 1984
8. K. Kondo et al., *Journal of Nuclear Science and Technology* 45, No. 2, pp. 103–115, 2008
9. D.W. Glasgow et al., *Nuclear Science and Engineering* 61, pp. 521-533, 2017
10. R.L. Clarke and W.G. Cross, *Nuclear Physics* 53, pp. 177–203, 1964
11. Н.А. Федоров и др., *Известия РАН. Серия физическая (отдано в печать)*
12. K. Nyberg-Ponnert, B. Jonsson, I. Bergqvist, *Phys. Scr.* 4., p. 165, 1971
13. Д.Н. Грозданов и др., *Ядерная физика (отдано в печать)*
14. База ядерных данных ENSDF: <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
15. U. Abbondanno, R. Giacomich, M. Lagonegro et al., *J. Nucl. Energy* 27, p. 227, 1973
16. T. Yamamoto, Y. Hino, S. Itagaki et al., *J. Nucl. Science and Technology* 15, p. 797, 1978
17. P. Oblozinsky, S. Hlavac, G. Maino and A. Mengoni, *Il Nuovo Cimento A* 105, p. 965, 1992

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙТРИННОГО МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ В ЭКСПЛУАТАЦИИ АЭС

Д.А. Ларин¹, А.С. Чепурнов²

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова; ² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына

E-mail: dima_larin2@mail.ru

На сегодняшний день атомные электростанции (АЭС) являются самым эффективным источником энергии. Однако наряду с выделением громадного количества энергии они представляют собой большую опасность, в особенности для окружающей среды и человечества[1]. Поэтому необходимо вести непрерывный мониторинг процессов внутри активной зоны реактора с целью контроля интенсивности выгорания ядерного топлива, энерговыделения, производить анализ поведения температуры и обеспечивать непрерывный теплоотвод.

В результате деления ^{235}U тепловыми нейтронами выделяется порядка 205 ± 1.7 МэВ энергии. Вклад нейтрино не учитывается, поскольку оно не взаимодействует с элементами реактора, тем самым не вызывая их разогрева, однако следует помнить, что уносимая ими энергия достигает 10 МэВ. Конструкция реактора спроектирована так, чтобы более 90% всей энергии, высвобождающейся при делении тяжелых ядер, выделялась внутри рабочей зоны и отводилась теплоносителем[2].

Можно оценить тепловую мощность ядерного реактора, зная ряд параметров:

- Средняя плотность потока тепловых нейтронов в ядерном топливе – $\Phi_{\text{ср}} \left(\frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right)$;
- Объем топлива – V (см^3);
- Коэффициент размножения на быстрых нейтронах – μ ;
- Макроскопическое сечение деления – Σ_f (см^{-1});
- Число делений в секунду при мощности 1Вт – $C = 3.1 \cdot 10^{10}$;

Тепловая мощность тогда:

$$W = \Phi_{\text{ср}} \cdot V \cdot \Sigma_f \cdot \frac{\mu}{C} \quad (1)$$

Где $\Sigma_f = \sigma_f \frac{N_A}{A} \rho$, σ_f – среднее микроскопическое сечение деления (см^{-2}), $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ – постоянная Авогадро, A – число нуклонов в ядре, ρ – плотность. Мощность, определяемая формулой (1) – это интегральная характеристика энерговыделения в активной зоне ядерного реактора.

Другой метод базируется на данных от самой АЭС. Среднее значение тепловой мощности реактора:

$$W = \frac{k_1 W_{\text{ик}} + k_2 W_{\text{эд}} + k_3 W_{1к} + k_4 W_{\text{пг}}}{k_1 + k_2 + k_3 + k_4} \quad (2)$$

Где:

- $W_{\text{ик}}$ - тепловая мощность, рассчитанная по сигналам ионизационных камер, МВт;
- $W_{\text{эд}}$ - тепловая мощность, рассчитанная по сигналам эмиссионных датчиков, МВт;
- $W_{1к}$ - тепловая мощность петель первого контура, МВт;
- $W_{\text{пг}}$ - тепловая мощность, рассчитанная по парогенераторам, МВт;
- k_1, k_2, k_3, k_4 – весовые коэффициенты, учитывающие погрешность измерения величины по данному способу.

Представленные выше методы оценки тепловой мощности реактора имеют погрешность порядка 2-3%. Остановка реактора происходит при наборе нижней границы выработанной мощности, что в масштабе кампании длительностью 3 года приводит к ее завершению за 3-4 недели до официального окончания.

Идея удаленного (дистанционного) мониторинга и диагностики активности ядерного реактора и внутриреакторных процессов с помощью нейтринного метода была предложена сотрудниками Курчатовского института Л. Микаэляном и А. Боровым в 1975 году и была успешно подтверждена в ряде крупных экспериментов[3]. Рождаясь непосредственно внутри активной зоны реактора, нейтрино несут неискаженную информацию о процессах деления и выгорания ядерного топлива.

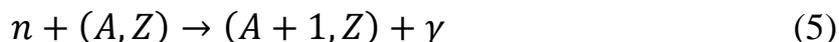
В результате цепной реакции деления, которая сопровождается бета-распадом нейтроноизбыточных осколков деления, образуется электронное антинейтрино в среднем в количестве 6-ти. Плотность потока антинейтрино пропорциональна числу делений, а значит и скорости выгорания топлива. При тепловой мощности 1 ГВт плотность потока нейтрино составляет $\Phi \sim 10^{13} \frac{\bar{\nu}_e}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ [4]. Для регистрации этого потока используется реакция обратного бета-распада:



Вторичные реакции при определенных условиях можно легко различить и разделить во времени для дальнейшего использования техники задержанных совпадений. В т.н. «мгновенном событии» происходит аннигиляция позитрона:



Нейтрон же, образуясь с энергией несколько десятков кэВ, замедляется в мишени и захватывается ядром мишени с дальнейшим испусканием последним гамма-кванта:



Спектры лептонов, полученные после восстановления спектров, получающихся в результате бета-распада ядерного топлива с образованием изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , являются основным инструментом последующего анализа[5,6].

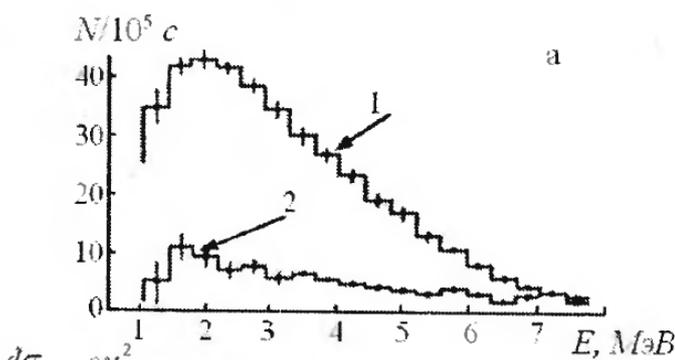


Рис.1 Спектр позитронов реакции (1): при работающем (кривая 1) и остановленном (кривая 2) реакторе

В основе процедуры получения энергетического спектра $\eta(E_\nu)$ лежит следующий факт: кинетическая энергия позитронов T_{e^+} связана с энергией антинейтрино соотношением $E_\nu - \Delta = T_{e^+}$, где $\Delta = 1,804$ МэВ – физический порог реакции (1). Однако в спектре антинейтрино, летящих из реактора, лишь 25% имеют энергию больше, чем 1,804 МэВ. А именно они являются основой вышеизложенного метода. Данный способ получения спектра $\eta(E_\nu)$ носит название спектра «по месту регистрации» и был предложен Райнесом и Незриком в 1966 году[7]. Поскольку в состав ядерного топлива входят несколько радиоактивных изотопов, то задачей определения кинетики ядерной плотности каждой из компонент в процессе работы реактора является ключевой задачей восстановления из экспериментального спектра антинейтрино т.н. «истинного» решения, позволяющего дифференцировать спектры антинейтрино от каждого из делящихся изотопов.

Полученное знание эволюции во времени изотопного состава ядерного топлива позволяет найти остальные параметры активной зоны непосредственно во время работы реактора. К таким параметрам относятся тепловая мощность реактора, его энерговыработка, средняя интегральная плотность потока нейтронов и концентрация ядер i -го актиноида. Последние два параметра открывают возможность определения количества накопленного того или иного j -го продукта деления в объеме активной зоны реактора.

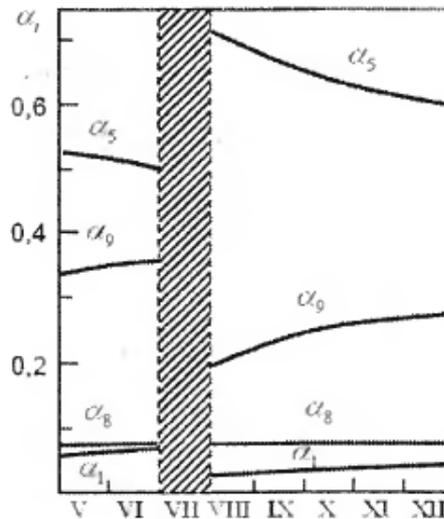


Рис.2 Измерение вкладов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu в ходе эксперимента в общее число делений. Заштрихованная область соответствует периоду разгрузки топлива[8]

Определение средней скорости делений позволит рассчитать тепловую мощность реактора:

$$W_{\text{яп}} = N_{\text{eff}} \cdot \sum_i \alpha_i \cdot {}^i E_f \quad (6)$$

Где α_i - вклад в общее число делений i -го изотопа, $\sum_i \alpha_i = 1$, ${}^i E_f$ - энерговыделение i -го изотопа ($i = 5, 9, 8, 1$ соответствуют изотопам ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu).

Число событий, регистрируемых детектором, является сложной функцией ряда параметров, таких как скорость счета в сутки позитронных и нейтронных событий и коэффициентов эффективности регистрации этих событий

$$N_{\text{eff}} = f(N_{e^+}, N_n, \epsilon_{e^+}, \epsilon_n) \quad (7)$$

Скорость счета позитронных событий в детектора связана с числом событий в реакции (3):

$$N_{e^+} = \epsilon_{e^+} \cdot N_v \quad (8)$$

$$N_v = \frac{1}{4\pi L^2} \cdot N_p \cdot \langle \sigma_f \rangle \cdot \frac{W}{\langle E_f \rangle} \quad (9)$$

Где N_p - число протонов в веществе детектора, L - расстояние от реактора до детектора, $\frac{W}{\langle E_f \rangle}$ - число делений в единицу времени, $\langle E_f \rangle$ - средняя тепловая энергия, выделяющаяся в реакторе на один акт деления, $\langle \sigma_f \rangle$ -

усредненное по спектру антинейтрино реактора сечение реакции (3), отнесенное к одному акту деления[9].

В настоящий момент происходит разработка компактного промышленного (т.е. готового для промышленного изготовления и использования) детектора iDREAM (industrial Detector for REactor Antineutrino Monitoring) совместными усилиями специалистов НИИЯФ имени Д.В. Скобелцына МГУ имени М.В. Ломоносова и НИЦ Курчатовский институт. Данный детектор послужит демонстрацией применения нейтринного метода как в условиях АЭС, так и на удалении 20-30 метров от активной зоны[10]. Компактные размеры детектора, представленные на рис. 3, позволяют размещать его в технических помещениях на АЭС непосредственно под реактором, что обеспечит детектору защиту от внешних событий, порожденных космическим излучением, а система дистанционного контроля позволит проводить необходимую подстройку оператором удаленно.

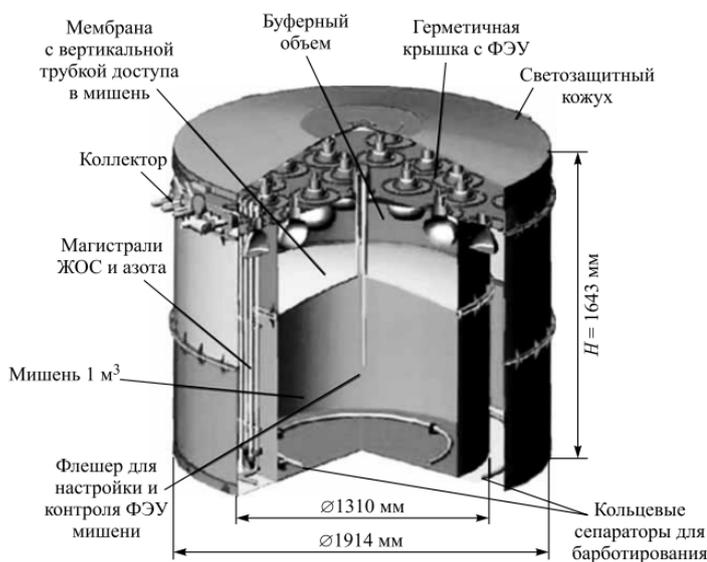


Рис. 3 Конструкция детектора iDREAM

При условии, что получится добиться низкого фона детектора, ожидается, что в течение нескольких дней сбора данных удастся достичь статистической точности измерения тепловой мощности реактора $\delta W/W \sim 1\%$. Это позволит оптимизировать оценку интегральной тепловой мощности на завершающей стадии кампании АЭС. Как уже было сказано выше, нейтринный метод позволяет определять не только тепловую мощность реактора, но также и запуск и остановку реактора, а при длительном сборе статистики возможно определение изменения изотопного состава топлива, что является дополнительным плюсом для разработки подобных детекторов.

[1] Строительство атомных электростанций. Учебник для вузов. / В.Б. Дубровский, П.А. Лавданский, И.А. Енговатов // М.: Издательство Ассоциации строительных вузов, 2010.

[2] <http://nuclphys.sinp.msu.ru/students/nucen.html>

- [3] Физика реакторных антинейтрино / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Литвинов // М.: Издательство ЛКИ, 2008. 408 с.
- [4] Спектрометр реакторных антинейтрино iDREAM для прикладных и фундаментальных исследований / А.С. Чепурнов // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 3. 1930408.
- [5] Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products / K. Schreckenbach, G. Colvin et al. // Phys. Lett. B. 1985. 160. P. 325.
- [6] Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay / A. Hahn, K. Schreckenbach et al. // Phys. Lett. B. 1989. 218. P. 365.
- [7] Fission antineutrino interaction with protons / F.A. Nezrick, F. Reines // Phys. Rev., 1966, Vol. 142, P.852-870.
- [8] Измерение сечения реакции $\bar{\nu}_e + p = e^+ + n$ и аксиальной константы β^- распада в новом эксперименте реактора РАЭС / Л.Л. Кувшинников, Л.А. Микаэлян, С.В. Николаев, М.Д. Скорохватов, А.В. Этенко // Ядерная физика, 1990, Т.52, вып.2(8), С. 472-478.
- [9] Анализ зависимости числа событий реакции $\bar{\nu}_e + p = e^+ + n$ в детекторе антинейтрино от мощности реактора и изотопного состава ядерного топлива / В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян // ИАЭ-6419/2. М., 2006.
- [10] Промышленный детектор iDREAM для мониторинга режимов работы атомных реакторов нейтринным методом / М.Б. Громов, Г.А. Лукьянченко, Д.С. Марков, Г.Я. Новикова, Б.А. Обиняков, А.Ю. Оралбаев, М.Д. Скорохватов, С.В. Сухотин, А.С. Чепурнов, А.В. Этенко // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2015. № 3.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ЛАЗЕРНОГО НАНЕСЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

П.С. Родин, А.В. Дубров, Ю.Н. Завалов, В.Д. Дубров
*ИППИТ РАН - филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН,
Святоозерская д.1, 140700, г. Шатура, Московская область, Россия*
E-mail: dubrov.av@mail.ru

Создание изделий в аддитивной технологии лазерного нанесения металла (ЛНМ) происходит путём последовательного нанесения отдельных дорожек. Каждая дорожка формируется в результате взаимодействия лазерного излучения с потоком порошка и ранее нанесённым материалом (или подложкой) [1]. При этом, пространственные распределения потока порошка и лазерного излучения неоднородны [2], они имеют сходящийся, а затем расходящийся профиль. Смещение положения перетяжек лазерного луча и потока порошка друг относительно друга изменяет область и степень нагрева частиц излучением, а расстояние до области расплава формируемой дорожки влияет на эффективность проплавления её лазерным излучением и размер области осаждения частиц. В результате эти параметры, как и структура воздействия лазерного излучения на материал, определяют качество и эффективность процесса ЛНМ [3]. Как следствие, необходимо в реальном времени контролировать как технологические параметры ЛНМ, например, скорость сканирования, мощность, так и параметры наносимого слоя: температуру и площадь области расплава, высоту наносимого слоя и т.д. [4]. Программная среда LabView предоставляет средства мониторинга за физическими процессами и была использована для контроля параметров в таких аддитивных технологиях, как SLS, wireLMD, EBM, LMD [5-8]. Развитие систем управления процессом ЛНМ рассмотрено в обзоре [3]. В частности, в [9] описана система ПИД управления скоростью сканирования по синтетическому сигналу на основе мониторинга излучения ванны расплава в трех областях видимого и ближнего инфракрасного диапазона спектров. Однако, реализованная в работе концепция управления не позволяет использовать разработанный контроллер в существующих системах ЛНМ. В данной работе описана программно-аппаратная реализация системы управления процессом, которая размещается «в разрыв» между имеющимся ЧПУ контроллером и лазером, что позволяет использовать её для интеграции в существующие системы.

Программная часть системы управления реализована с использованием среды разработки LabView. Программа управления структурно состоит из нескольких блоков, часть из которых выполняется параллельно (рис.1). Блоки взаимодействуют между собой, и для обмена данными используется FIFO-очередь. Первый блок проводит инициализацию АЦП и RS-232-портов в соответствии с параметрами, задаваемыми пользователем на лицевой панели

(рис.2). Во втором блоке («Main Loop») проводится анализ и трансляция управляющих команд, приходящих от ЧПУ по последовательному каналу связи и предназначенных для управления лазером. Среди них могут быть команды

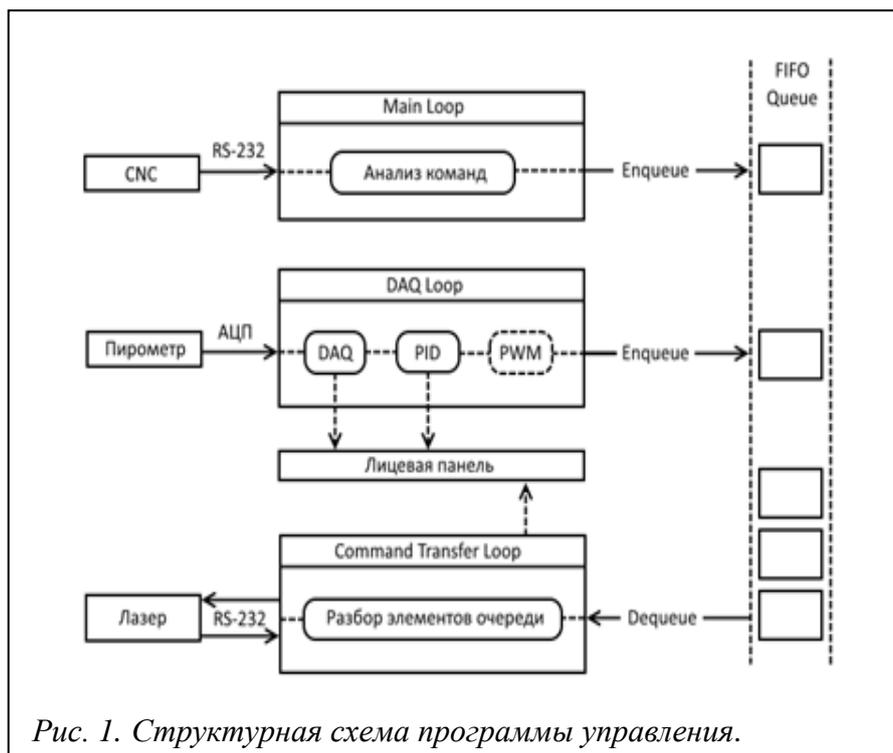


Рис. 1. Структурная схема программы управления.

включения и выключения лазерного излучения, изменения мощности и другие. Команды анализируются и помещаются в FIFO-очередь. Такая организация управления позволяет добиться максимального быстродействия при соблюдении порядка приема-передачи команд.

Третий блок («DAQ Loop») работает с АЦП крейта L-Card, к которому подключен пирометр. В нём происходит сбор данных с АЦП, их обработка и вывод осциллограммы на лицевую панель. Одна итерация этого блока длится дольше других блоков. Это время является фиксированной величиной и ограничивается временем сбора данных АЦП. ПИД-регулятор системы

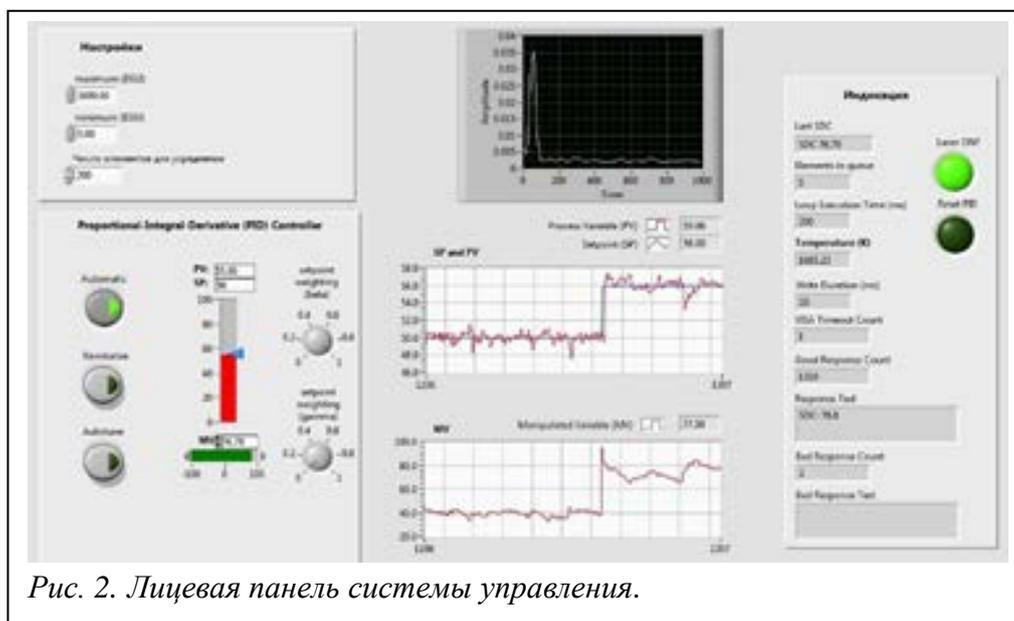


Рис. 2. Лицевая панель системы управления.

управления поддерживает уровень сигнала пирометра с заданной точностью путем регулирования мощности лазерного излучения. При необходимости ПИД регуляция может быть включена отдельно или совместно с режимом широтно – импульсной модуляции (ШИМ) мощности лазера.

Логика управления исполнялась на внешнем вычислительном оборудовании. Использовался вычислительный модуль на базе процессора Intel Core i3-6100 3.7GHz, оборудованный тремя интерфейсами RS-232: один для загрузки управляющих программ на контроллер ЧПУ, и два – для включения «в разрыв» последовательного интерфейса связи ЧПУ с лазером. Связь с крейтом L-CARD, в котором располагались модули АЦП сигналов многоканального пирометра осуществлялась через интерфейс USB. Таким образом, разработанная система управления размещается «в разрыв» между имеющимся ЧПУ контроллером процесса и лазером, что позволяет использовать систему не только в лабораторных или вновь создаваемых установках, но и для интеграции в существующие ЧПУ системы. Она перехватывает команды управления лазером, синхронизируется с командами включения/выключения излучения и учитывает текущую заданную мощность лазера при формировании скорректированных значений.

Информацию о процессе система управления получает с оптической регистрирующей системы. На данном этапе проекта информация представляет собою данные интенсивности в разных спектральных диапазонах из пространственно-распределённых областей поверхности образца. Параметры ПИД-регулятора оптимизировались методом Циглера-Никольса, что позволило снизить длительность цикла работы регулятора с 75 мс до 15 мс. Характерное время регулирования мощностью лазера от 10% до 90% составило около 300 мс.

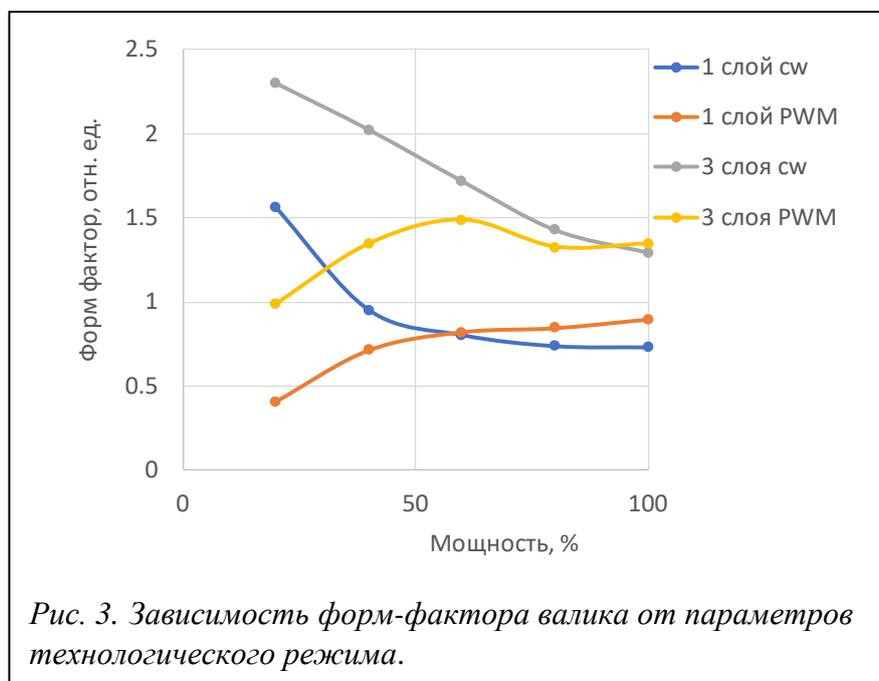


Рис. 3. Зависимость форм-фактора валика от параметров технологического режима.

Проведена апробация методов адаптивной регуляции технологического процесса. Показано (см. рис. 3), что с ростом усредненного значения мощности лазера от 80 до 250 Вт изменяется форм-фактор наносимой дорожки (отношение

высоты к ширине), в случае использования непрерывного режима излучения лазера форм-фактор падает в 1,5-2 раза, и возрастает в 1,5-2 раза в случае использования режима ШИМ.

В работе описана программно-аппаратная реализация системы управления процессом ЛНМ с контролем мощности лазера, которая работает в реальном масштабе времени с длительностью цикла регулирования 15 мс и позволяет подстраивать лазерную мощность по сравнению с заданной в программе ЧПУ для поддержания уровня сигнала в требуемом диапазоне. Для управления параметрами наносимой дорожки в процессе ЛНМ был использован метод широтно-импульсной модуляции мощности лазера, позволяющий управлять формой наносимой дорожки. Систему возможно использовать для интеграции в существующие ЛНМ системы.

1. J.Mazumder “Laser-aided direct metal deposition of metals and alloys”. In: Laser Additive Manufacturing, M.Brandt:Ed., Woodhead Publishing, p. 21-53, 2017.
2. G. Turichin, O. Klimova, E. Zemlyakov et al. Technological aspects of high speed direct laser deposition based on heterophase powder metallurgy. Physics Procedia, v.78, p. 397 – 406, 2015.
3. N. Shamsaei, A. Yadollahi, L. Bian, S. M.Thompson. An overview of Direct Laser Deposition for additive manufacturing Part II: Mechanical behavior, process parameter optimization and control, Additive Manufacturing, V.8, p. 12-35, **2015**
4. E. R. Denlinger, J. C. Heigel, P. Michaleris, T. A. Palmer. Effect of inter-layer dwell time on distortion and residual stress in additive manufacturing of titanium and nickel alloys, Journal of Materials Processing Technology, V. 215, P. 123-131, **2015**
5. R. Sreenivasan, A. Goel, D.L. Bourell. Sustainability issues in laser-based additive manufacturing. Physics Procedia, V. 5A, P. 81-90, **2010**
6. P. Hagqvist, A. Heralic, A.-K. Christiansson, et al. Resistance measurements for control of laser metal wire deposition, Optics and Lasers in Engineering, v. 54, p. 62-67, **2014**.
7. E. Rodriguez, J. Mireles, C. A. Terrazas, et al. Approximation of absolute surface temperature measurements of powder bed fusion additive manufacturing technology using in situ infrared thermography, Additive Manufacturing, V. 5, P. 31-39, **2015**.
8. O. Klimova-Korsmik, G. Turichin, E. Zemlyakov, et al. Technology of High-speed Direct Laser Deposition from Ni-based Superalloys, Physics Procedia, V. 83, P. 716-722, **2016**.
9. D. Boisselier, S. Sankare, T. Engel. Improvement of the Laser Direct Metal Deposition Process in 5-axis Configuration, Physics Procedia, V. 56, P. 239-249, **2014**.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ZnSe

А.В. Голда¹, М.Б. Громов², Б.С. Ишханов^{1,2}, А.А. Кузнецов^{1,2}, А.С. Чепурнов²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

E-mail: mr.andrey.golda@mail.ru

В настоящей работе исследуется возможность регистрации заряженных частиц и γ -квантов на новом типе неорганического сцинтиллятора, созданного на основе кристалла ZnSe. Детекторы на основе ZnSe имеют хорошее энергетическое разрешение, высокую радиационную стойкость, не являются гигроскопичными и не нуждаются в дополнительном охлаждении [1]. Существует возможность изготавливать достаточно тонкие кристаллы, которые будут иметь маленький отклик на γ -излучение. В работе представлены первые результаты измерений спектров от калибровочных источников γ -квантов и конверсионных электронов ^{207}Bi и ^{137}Cs . Измерена функция отклика детектора на γ -кванты и электроны конверсии.

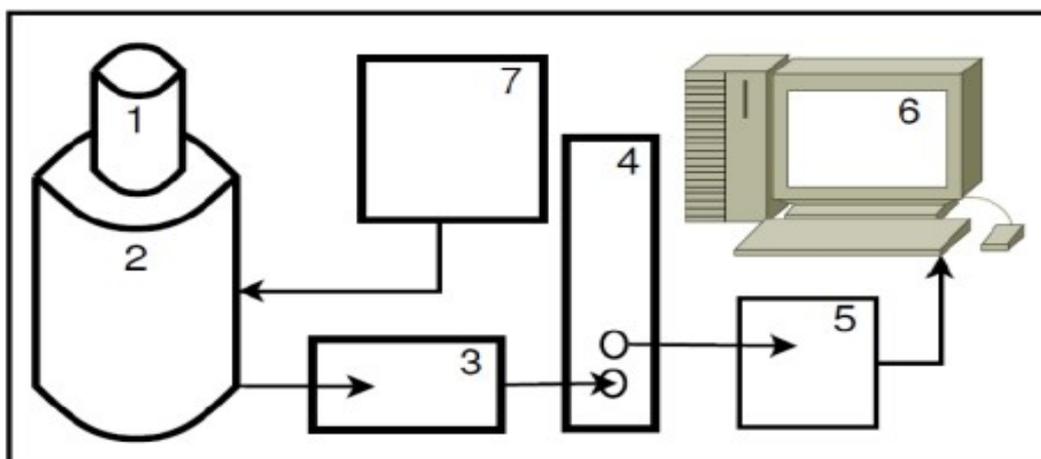


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Набор компонент для экспериментальной установки (Рис.1), используемой в данной работе, включает в себя кристалл сцинтиллятора из ZnSe (1), фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (2), предусилитель (3), зарядочувствительный усилитель (4), аналого-цифровой преобразователь (5), блок питания ФЭУ (7) и ПК (6). Толщина сцинтиллятора составляла 1мм, это позволило разделить отклик детектора на конверсионные электроны и γ -кванты. Для калибровки напряжения на ФЭУ и отслеживания формы, диапазона и амплитуды сигнала использовался осциллограф. Калибровочные источники ионизирующего излучения располагаются над кристаллом ZnSe. Спектры были сняты для разных источников при разных положениях источников относительно кристалла и с различными поглотителями. Расположение источников относительно сцинтиллятора варьировалось. В

данной работе использовался твердотельный фотоэлектронный умножитель на основе кремния (SIPM).

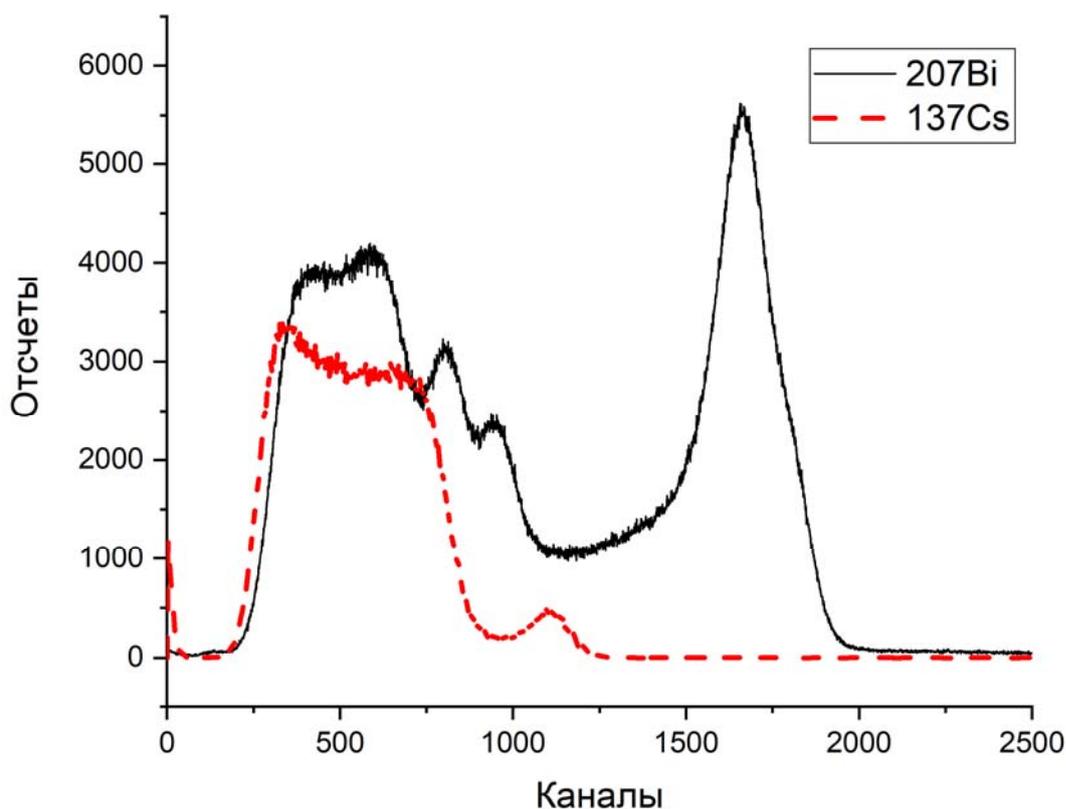


Рис. 2. Спектры от ^{207}Bi и ^{137}Cs

Для измерения отклика детектора на конверсионные электроны были измерены спектры от стандартных источников ^{207}Bi и ^{137}Cs . Измеренные спектры от ^{207}Bi и ^{137}Cs показаны на рис. 2. В спектрах отчетливо проявляются конверсионные электроны от ^{207}Bi с энергией 481.6 КэВ (1.5%), 975.6 КэВ (7.08%). Пики от электронов с энергиями 553.8 КэВ (0.44%) и 565.8 (0.11%) перекрываются, так же как и 1047.8 КэВ (1.84%) и 1059.8 КэВ (0.44%). В спектре ^{137}Cs пики от конверсионных электронов с энергией 624.2 КэВ (7.79 %) и 655.6 КэВ (1.4%) сливаются. Эти измерения были выполнены без поглотителей. Толщина сцинтиллятора составляла 1 мм, поэтому γ -кванты от источников проявляются в спектрах только как комптоновская подложка, фотопиков от γ -квантов нет. Это говорит о возможности использования детекторов на основе ZnSe для измерений заряженных частиц (электронов, протонов, осколков деления) на пучках в условиях большой фоновой загрузки от γ -квантов.

1. С.А. S. Jagtap, P. Chopade, S. Tadepalli, A. Bhalerao, S. Gosavi. A review on the progress of ZnSe as inorganic scintillator. Opto-Electronics Review, 27 (1), pp.90-103. 2019.

ОСОБЕННОСТИ АДАПТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО НАНЕСЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПО ОПТИЧЕСКОМУ СИГНАЛУ

П.С. Родин, Ю.Н. Завалов, А.В. Дубров, И.М. Иванов, В.Д. Дубров
*ИППЛИТ РАН - филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН,
Святоозерская д.1, 140700, г. Шатура, Московская область, Россия*
E-mail: dubrov.av@mail.ru

Физические процессы, сопровождающие технологию лазерного нанесения металлов (ЛНМ) характеризуются меньшей стабильностью по сравнению с традиционными производственными технологиями. Такое непостоянство ведёт к возникновению неоднородностей при построении и ограничивает применение ЛНМ для изготовления критических структурных элементов, а также в аэрокосмической и медицинской отраслях [1].

Существующие современные исследования в области диагностики процесса ЛНМ нацелены, прежде всего, на сбор внутривидеопроцессной информации, выделении особенностей и их соотнесение с параметрами процесса и свойствами материала [2-3]. Для обеспечения требуемого уровня качества и стабильности процесса ЛНМ необходимо своевременно и точно определять аномалии в динамике процесса для того, чтобы иметь возможность провести корректирующую процедуру [1]. Как следствие, необходимо в реальном времени контролировать как технологические параметры ЛНМ, например, скорость сканирования, мощность, так и параметры наносимого слоя: температуру и площадь области расплава, высоту наносимого слоя и т.д. В [4] показана необходимость многопараметрического управления технологическим процессом, в [5] представлены результаты работы в этом направлении. В настоящее время в мире активно ведутся исследования в отношении оперативного мониторинга и управления процессами при ЛНМ из металлических материалов [5-6]. В [7] сформулированы особенности адаптивного контроля технологического процесса, в котором целевая функция зависит от большого числа параметров с существенно различными характерными временами. В [6] представлены результаты использования методов адаптивного регулирования при послойном синтезе изделия в процессе ЛНМ. Конечной целью представленной работы является разработка системы адаптивного регулирования ЛНМ, обеспечивающей распознавание отклонений непосредственно в реальном времени, и выполняющей корректирующие воздействия для поддержания процессов в требуемом режиме.

Экспериментальная установка изображена на рис.1 и включает порошковый питатель 1 (GTV), лазерную головку 2 (Precitec), волоконный лазер с максимальной мощностью 400 Вт (IPG), трёхкоординатный стол 4 с ЧПУ управлением на котором закрепляется подложка 3. Коаксиальное сопло лазерной головки формирует сходящийся кольцевой поток порошка. подаёт порошок соосно с лазерным пучком порошка аустенитной стали ПР-Х18Н9. Использовался порошок аустенитной стали ПР-Х18Н9 с гранулометрическим

составом (40...100) мкм. Расход порошка составлял 140 мг/с.

В данной работе использована система оперативного управления параметрами процесса с обратной связью по оптическому сигналу из зоны обработки. Для контроля процессов тепломассопереноса в ванне расплава, сопровождающих формирование дорожки, был использован оригинальный многоканальный пирометр, описанный в [8]. Оптическая часть пирометра размещена на оптической скамье, закрепленной на лазерной головке под наклоном 53° к горизонтальной плоскости, и включает линзу 5, которая переносит оптическое изображение ванны расплава на приемную часть сенсора 6. Для юстировки сенсора используется пятикоординатный транслятор 7 (Standa). В сенсорной головке пирометра торцы оптоволоконных кабелей шести каналов конструктивно размещены в ряд на расстоянии 0,3 мм друг от друга.

Излучение локальных областей расплава освещают отдельные сенсоры, которые состоят из двух типов фотодиодов, установленных на одной оптической оси и имеющих чувствительность в разных спектральных диапазонах. Спектральные окна чувствительности с учетом использованных дополнительных оптических фильтров лежат в диапазонах (1,7...2,2) мкм у фотодиода первого типа и (0,95...1,4) мкм у фотодиода второго типа. Используются два универсальных модуля АЦП LTR11 в составе крейта LTR-EU-8 (L-CARD) для оцифровки токов фотодиодов. Диапазон оцифровки данных 14 бит, дискретизация по времени составляла 200 мкс. Пирометр позволяет получать распределение яркостной температуры в 6 подобластях зоны расплава, и чувствителен к лазерному излучению, отраженному от поверхности расплава.

В качестве регулируемого (управляющего) параметра процесса была выбрана мощность лазерного излучения. Мощность изменяется относительно уровня, заданного в коде управляющей ЧПУ-программы. Предполагается, что с изменением мощности лазера изменяется объем ванны расплава и, следовательно, массовая производительность формирования дорожки. Текущее значение регулируемого параметра выбирается с помощью ПИД-контроллера, реализованного в программной среде LabView (NI). Реализованная концепция управления позволяет использовать разработанный контроллер не только в

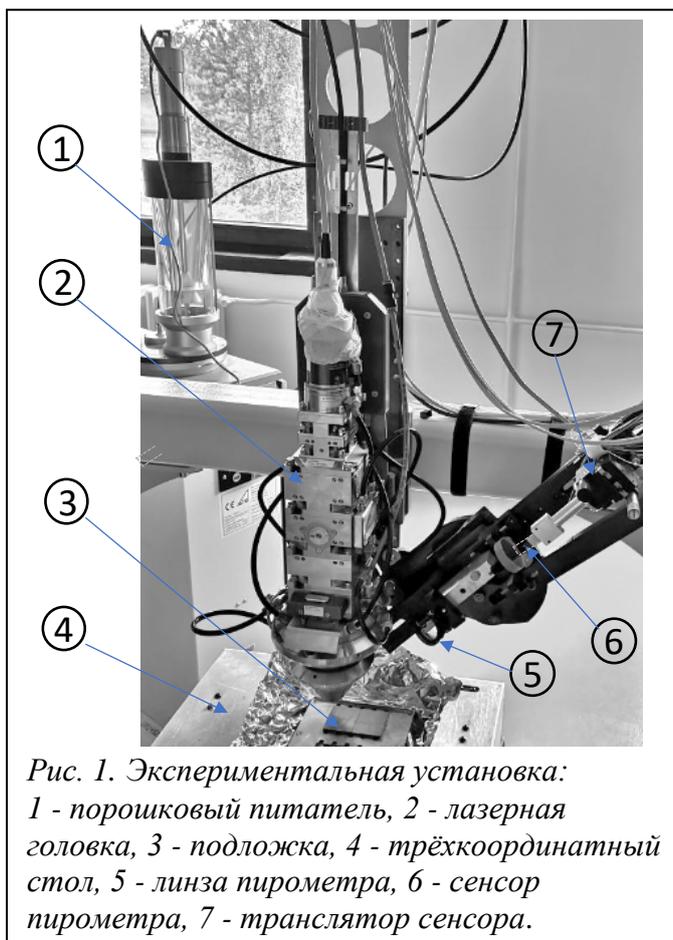


Рис. 1. Экспериментальная установка:
1 - порошковый питатель, 2 - лазерная головка, 3 - подложка, 4 - трёхкоординатный стол, 5 - линза пирометра, 6 - сенсор пирометра, 7 - транслятор сенсора.

лабораторных или вновь создаваемых установках, но и для интеграции в существующие системы ЛНМ.

В процессе апробации методов адаптивной регуляции технологического процесса был проведен анализ данных многоканального пирометра и в качестве входного сигнала регулятора использован синтетический сигнал, включающий усреднение температуры с 4 пространственных областей и долю отраженного лазерного излучения. Это позволило, в частности, компенсировать зависимость сигнала пирометрической системы,

установленной под наклоном, от направления движения, и расширить диапазон допустимых расстояний между соплом и рабочей поверхностью. На рис. 2 представлена переходная характеристика сигнала пирометра - зависимость сигнала с пирометра при ступенчатом изменении мощности лазера с 0 до 100% при скорости сканирования $V=420$ мм/мин.

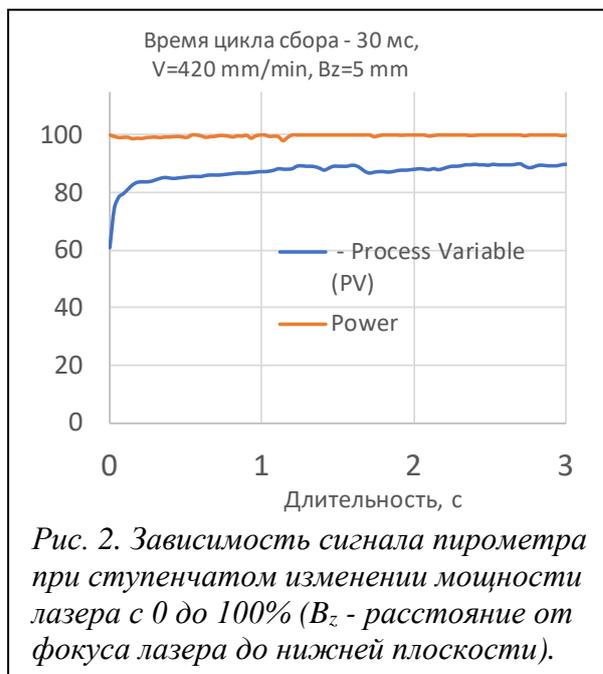


Рис. 2. Зависимость сигнала пирометра при ступенчатом изменении мощности лазера с 0 до 100% (B_z - расстояние от фокуса лазера до нижней плоскости).



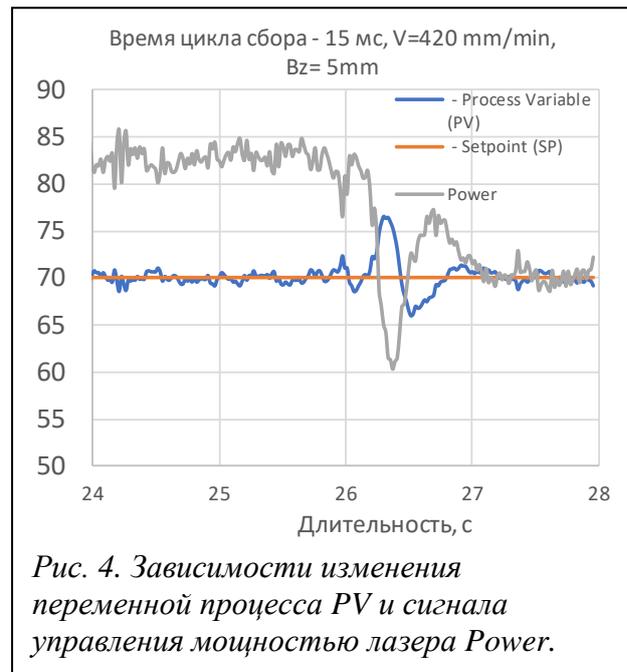
Рис. 3. Образцы формирования дорожки в виде буквы W. Слева без обратной связи, справа - с обратной связью по оптическому сигналу.

Проведена апробация методов адаптивной регуляции технологического процесса. Результаты формирования дорожки с резким изменением направления нанесения (в виде буквы W) представлены на рис. 3: слева - без использования обратной связи, справа - с использованием обратной связи по оптическому сигналу при скорости сканирования $V=420$ мм/мин. При отсутствии регулирования мощности лазера на резких поворотах возрастала высота формируемой дорожки, с увеличением числа слоев выраженность эффекта нарастала. Это связано как с уменьшением текущей скорости сканирования на углах при недостаточной мощности двигателей, так и с локальным увеличением эффективности захвата порошка из-за роста температуры [9]. На рис. 4 представлены временные зависимости переменной процесса и управляющего сигнала (мощность лазера). Использование системы

управления с обратной связью по оптическому каналу позволило снизить превышение высоты дорожки над заданным значением в среднем со 170% до 120% на траекториях с резкими поворотами.

Таким образом, разработана система оперативного управления параметрами процесса ЛНМ с обратной связью по оптическому сигналу из зоны обработки. Система обеспечивает распознавание отклонений в течении процесса в реальном времени и выполняет корректирующие воздействия для поддержания процессов в требуемом режиме.

Использование системы управления привело к снижению отклонения высоты дорожки от заданного значения на траекториях с резкими поворотами.



1. J.Mazumder “Laser-aided direct metal deposition of metals and alloys”. In: Laser Additive Manufacturing, M.Brandt:Ed., Woodhead Publishing, p. 21-53, **2017**.
2. C.Zhong, N.Pirch, A.Gasser, R.Poprawe, J. H.Schleifenbaum The Influence of the Powder Stream on High-Deposition-Rate Laser Metal Deposition with Inconel 718. Metals, v.7, p.443, **2017**.
3. N.Pirch, S.Linnenbrink, A.Gasser, K.Wissenbach, R.Poprawe Analysis of track formation during laser metal deposition. J. of Laser Application, v.29, p.022506, 2017.
4. D.Salehi, M.Brandt, Int J Adv Manuf Technol Melt pool temperature control using LabVIEW in Nd:YAG laser blown powder cladding process V. 29, P.273, **2006**.
5. M.H.Farshidianfar, A.Khajepour, A.Gerlich Real-time control of microstructure in laser additive manufacturing. The Int. J. of Advanced Manufacturing Technology, v.82, p.1173-1186, **2016**.
6. P.M.Sammons, M.L.Gegel, D.A.Bristow, R.G.Landers Repetitive Process Control of Additive Manufacturing With Application to Laser Metal Deposition. IEEE Trans. on Control Systems Technology, v. 27(2), p.566 – 575, **2019**.
7. I.D.Landau, R.Lozano, M.M’Saad, A.Karimi “Introduction to Adaptive Control. In: Adaptive Control”. In: Communications and Control Engineering. London: Springer, **2011**.
8. Y.N.Zavalov, A.V.Dubrov, V.D.Dubrov. “Optical methods of on-line diagnostics of processes of the Nickel alloy powder consolidation in the layer-by-layer laser melting technology”. Optical Measurement Systems for Industrial Inspection XI. Munich, 24 - 27 June 2019. Proc. SPIE v.11056, p. 1105632.
9. R. Ponche, O. Kerbrat, P. Mognol, J.-Y. Hascoet. A novel methodology of design for Additive Manufacturing applied to Additive Laser Manufacturing process, Robotics and Computer-Integrated Manufacturing, V. 30 (4), P. 389-398, 2014.

НЕЙТРИННАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ

М.Д. Сиомаш

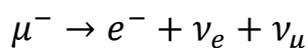
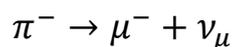
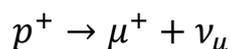
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: siomasch.md15@physics.msu.ru

Введение

В 2012 году в Фермилаб на ускорителе Main Injector был проведен эксперимент по передачи информации с помощью пучка нейтрино. Была создана первая в своем роде коммуникационная линия состоящая из пучка нейтрино и детектора MINERvA. С ее помощью удалось передать информацию с скоростью 0.1 бит/с и ошибкой не более 1% на расстояние в 1.035 км из которых 240 м сигнал прошел сквозь толщу земли. Эта демонстрация иллюстрирует возможность использования пучков нейтрино для обеспечения связи, независимой от любых существующих инфраструктур электромагнитной связи.

Упрощенная схема установки показана на рис.1. Ускоритель создает импульсы протонов с энергией 120 ГэВ длительностью 8.1 мкс каждые 2.2 секунды. Период повторения ограничен временем, необходимым для разгона протонов до высокой энергии. Пучок протонов сталкивается с углеродной мишенью, которая создает множество пионов каонов и других частиц.



Заряженные частицы фокусируются при помощи магнитов чтобы получить пучок направленный строго на детектор. Почти все пионы и каоны распадаются на нейтрино в 675-метровой трубке распада, заполненной гелием. Продукты распада продолжают движение в примерно в том же направлении что и первоначальные мезоны. Этот неоднородный пучок элементарных частиц проходит через 240 м горной породы, и все частицы, кроме нейтрино, поглощаются. Так как взаимодействие протонов с углеродом на 120 ГэВ производит больше пионов чем каонов, пучок в основном состоит из мюонных нейтрино(88%) меньше из мюонных антинейтрино(11%) и электронных нейтрино(1%). Энергетический спектр нейтрино имеет пик на 3.2 ГэВ и ширину

приблизительно 2.8 ГэВ. Так же некоторые нейтрино достигают энергии в 80 ГэВ, хотя 91.6% нейтрино в пучке имеют энергию менее 10 ГэВ. Пучок имеет порядка нескольких метров в поперечном сечении непосредственно перед детектором.

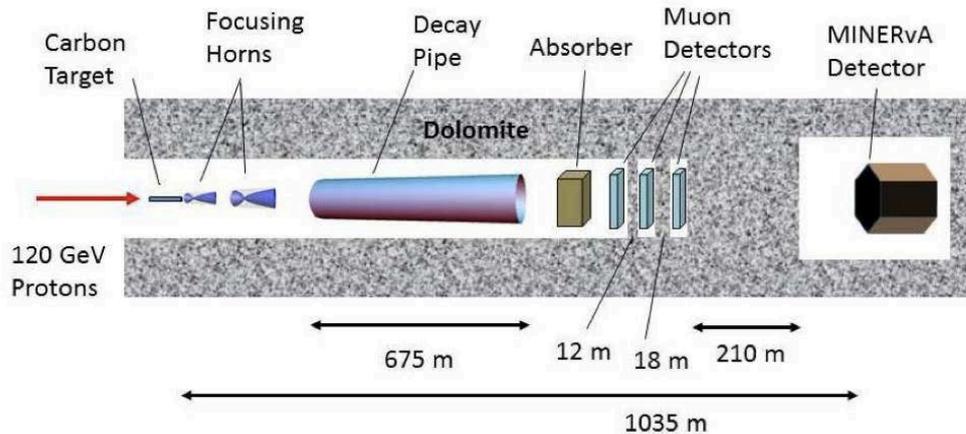


Рис. 1

Расчет интенсивности однородного пучка

Основная проблема передачи информации на большие расстояния при помощи пучка нейтрино состоит в том, что невозможно создать идеально параллельный пучок. Все частицы будут двигаться по собственным прямым траекториям под некоторым углом α к изначальному направлению пучка. Максимальное значение α называется углом расходимости пучка и является параметром ускорителя, регулируемым различными методами фокусировки. При малых расстояниях от ускорителя до детектора расхождение пучка не играет как правило важной роли. Однако если речь идет о передаче информации на другие планеты, важно подобрать такие параметры пучка чтобы детектор зарегистрировал хотя бы одну частицу.

Прежде всего, для упрощения расчетов, положим, что пучок однородный. Тогда чтобы детектор зарегистрировал N событий за период, необходимо чтобы плотность пучка в непосредственной близости детектора равнялась $\rho = \frac{N}{s}$, где N – количество частиц попавших на детектор, s – площадь сечения детектора. Теперь, если считать пучок однородным, то требуемое количество частиц в поперечном сечении S_1 пучка на расстоянии равном расстоянию от Земли до планеты равно

$$N_0 = \rho S_1$$

Эту площадь легко рассчитать:

$$S_1 = \pi(L \operatorname{tg} \alpha)^2$$

где α -угол расхождения пучка, а L расстояние от Земли до детектора. Очевидно, сколько частиц прошло через поперечное сечение пучка за один импульс, столько же вылетело из ускорителя за тот же промежуток времени. Таким образом, для количества частиц, вылетающих из ускорителя за один импульс получаем:

$$N_0 = \pi(L \operatorname{tg} \alpha)^2 \frac{N}{S}$$

Исходя из того, что для импульсного ускорителя интенсивность $I = N\nu$ равна произведению количества частиц на частоту импульсов, домножив обе части уравнения на ν , окончательно для интенсивности пучка ускорителя получаем:

$$I = \pi(L \operatorname{tg} \alpha)^2 \frac{I}{S}. \quad (1)$$

Угол расхождения пучка вообще говоря регулируется непосредственно самой установкой. Однако, так как речь идет о пучке нейтрино, который получается на вторичных пучках механизмом, описанным выше, то мы можем устанавливать лишь порядок величины. Тем не менее для качественной оценки достаточно взять значение, использовавшееся в эксперименте MINERvA. Известно, что площадь поперечного сечения пучка вблизи детектора характеризовалась радиусом в несколько метров. Зная расстояние, которое прошел пучок в данном эксперименте получаем $\alpha \approx 0,01$ рад. Домножив интенсивность на заряд электрона получим ток пучка ускорителя, что является более распространенной характеристикой.

Для установления связи между Землей и Луной необходим ток пучка

$$I = 5 * 10^{-4} \text{ мА}$$

Между Марсом и Землей:

$$I = 10 \text{ мА.}$$

Ввиду малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом недостаточно рассчитать изменение интенсивности с расстоянием. Необходимо так же учесть

процент провзаимодействовавших частиц в пучке. По определению сечения взаимодействия: $R = \sigma \Phi n$

Где R – число провзаимодействовавших нейтрино в единицу времени в единице объема детектора, σ - сечение взаимодействия, Φ -плотность потока, n – концентрация ядер детектора.

Более того недостаточно одного взаимодействия в секунду, так как это среднее число взаимодействий, и необходим критерий с которым можно было бы сравнивать, поток нейтрино.

Существует еще одно условие- минимальная энергия. Так как для установления связи необходимо отличать значащие нейтрино от всех прочих. Прочие нейтрино делятся на 2 типа- космические и солнечные нейтрино. Солнечные в большинстве своем не превышают энергию в 10 МэВ. Концентрация же космических нейтрино очень мала по сравнению с прочими и ими можно пренебречь. Таким образом, чтобы была возможность отличить значащие нейтрино от шума их энергия должна быть как минимум больше 10 МэВ.

Для приблизительной оценки возьмем сечение взаимодействия нейтрино с ^{133}Cs CEvNS при энергии в 55 МэВ. Это приблизительно $5 * 10^{-38}$ с м². Плотность в первом приближении примем равной плотности цезия. Это значит, что для того чтобы в единицу времени в единице своего объема детектор регистрировал 1 нейтрино, необходимо чтобы плотность потока нейтрино возле детектора составляла $2,3 * 10^{15}$ час./с м² /с. Таким образом ток пучка необходимый для нейтринной связи составляет

Для Луны:

$$I = 1,8 * 10^{17} \text{ мА}$$

Для Марса:

$$I = 3,7 * 10^{21} \text{ мА}$$

Заключение

Нейтринная связь это многообещающий способ передачи информации. Тот факт что нейтрино чрезвычайно слабо взаимодействуют с материей позволяет передавать сигнал сквозь крупные объекты, такие как например планеты. В будущем было бы возможно осуществлять связь с другими планетами, причем

такая линия передачи была бы менее подвержена помехам, и была бы доступна в любое время, вне зависимости от погодных условий и положения планет. Однако, как показывают расчеты, современные ускорители не способны создать пучок достаточно мощный для такой передачи. В данной работе были посчитаны минимальные значения интенсивности пучка необходимые для подобной связи. Иными словами, результаты показывают какими техническими характеристиками должны обладать ускорители, чтобы космическая нейтринная связь стала возможной.

Список литературы:

- 1) DEMONSTRATION OF COMMUNICATION USING NEUTRINOS, FERMILAB-PUB-12-073-E
- 2) Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam, The T2K Collaboration
- 3) Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering, *Science* 15 Sep 2017: Vol. 357, Issue 6356, pp. 1123-1126 DOI: 10.1126/science.aao0990

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ПАЛЛАДИЯ

С. С. Бельшев¹, Б. С. Ишханов^{1,2}, А. А. Кузнецов^{1,2}, В. Н. Орлин²,
А. А. Просняков¹, Н.Ю.Фурсова¹, В. В. Ханкин²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

E-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

В настоящей работе методом γ -активационного эксперимента измерены выходы и сечения на эквивалентный квант различных реакций на природной смеси изотопов Pd. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с результатами расчётов на основе комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) [1,2]. Эксперимент был выполнен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РТМ-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ [3]. Облучаемая мишень представляла собой металлическую пластину из палладия природного состава. Размер мишени из палладия составлял $1 \times 1 \text{ см}^2$, толщина 0.399 г/см^2 . Схема проведения эксперимента показана на рис. 1. Длительность облучения мишени составляла 66 минут. Использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 0.2 мм. Сразу за тормозной мишенью располагалась облучаемая мишень из палладия. За облучаемой мишенью располагался монитор из меди толщиной 0.097 г/см^2 . Во время облучения с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за мишенной сборкой, измерялся ток электронов ускорителя. Абсолютное значение тока вычислялось сравнением экспериментально измеренного и теоретического значений выходов на мониторе. После облучения мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, где измерялась активность, наведенная в облученной мишени. Время переноса составило 2 мин. Эффективность детектора рассчитывалась на основе модели установки с использованием пакета GEANT4 и измерений калибровочных источников. Общая продолжительность измерения спектров составила 780 часов. На рис. 2. представлены спектры остаточной активности облучённой палладиевой мишени через 2.5 минуты, через 10 минут, через три дня и через 3 месяца после окончания облучения. Продолжительность измерений спектров составляла 5 минут, 1 час, 20 часов и 1 месяц соответственно.

В результате активационного эксперимента на тормозном пучке γ -квантов измеряется выход фотоядерных реакций:

$$Y = M \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} W(E^m, E) \sigma(E) dE, (1)$$

где M – поверхностная концентрация ядер мишени, $W(E^m, E) dE$ – число γ -квантов в интервале энергий dE на один электрон ускорителя, попавшего на тормозную мишень, $\sigma(E)$ – сечение исследуемой фотоядерной реакции, E – энергия γ -квантов тормозного излучения, E^m – кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень, $E_{\text{порог}}$ – пороговая энергия

исследуемой реакции.

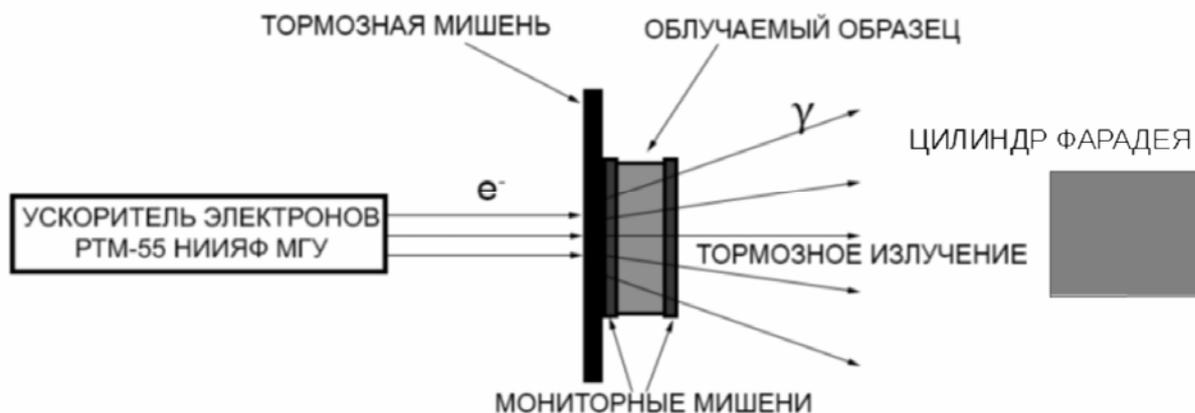


Рис.1. Схема проведения эксперимента.

Экспериментальные выходы реакций $Y_{\text{эксп}}$ рассчитывались по площадям фотопиков S в спектрах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора, тока ускорителя во время облучения и нескольких каналов распада, приводящих к образованию конечных ядер, образующихся в результате фотоядерных реакций на изотопах палладия:

$$Y_{\text{эксп}} = \frac{S}{Ck(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})}, \quad (2)$$

где t_1 - время облучения; t_2 - время начала измерения, t_3 - время окончания измерения; λ - постоянная распада; k - коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах, C -коэффициент, учитывающий

изменение тока ускорителя $I(t)$ во время облучения $C = \int_0^{t_1} I(t)e^{\lambda t} dt$.

Определенные таким образом выходы реакций в экспериментах, выполненных в различной геометрии, будут отличаться друг от друга из-за различий в потоке тормозных фотонов. Для сравнения результатов различных экспериментов необходимо сделать предположение о том, что форма тормозного спектра в сравниваемых экспериментах не отличается (или отличается незначительно), а различие есть только в общем числе фотонов, и отнести выходы реакций к числу тормозных фотонов, а не к заряду пучка. Поэтому в настоящей работе на основе полученных выходов были рассчитаны сечения реакций на эквивалентный квант.

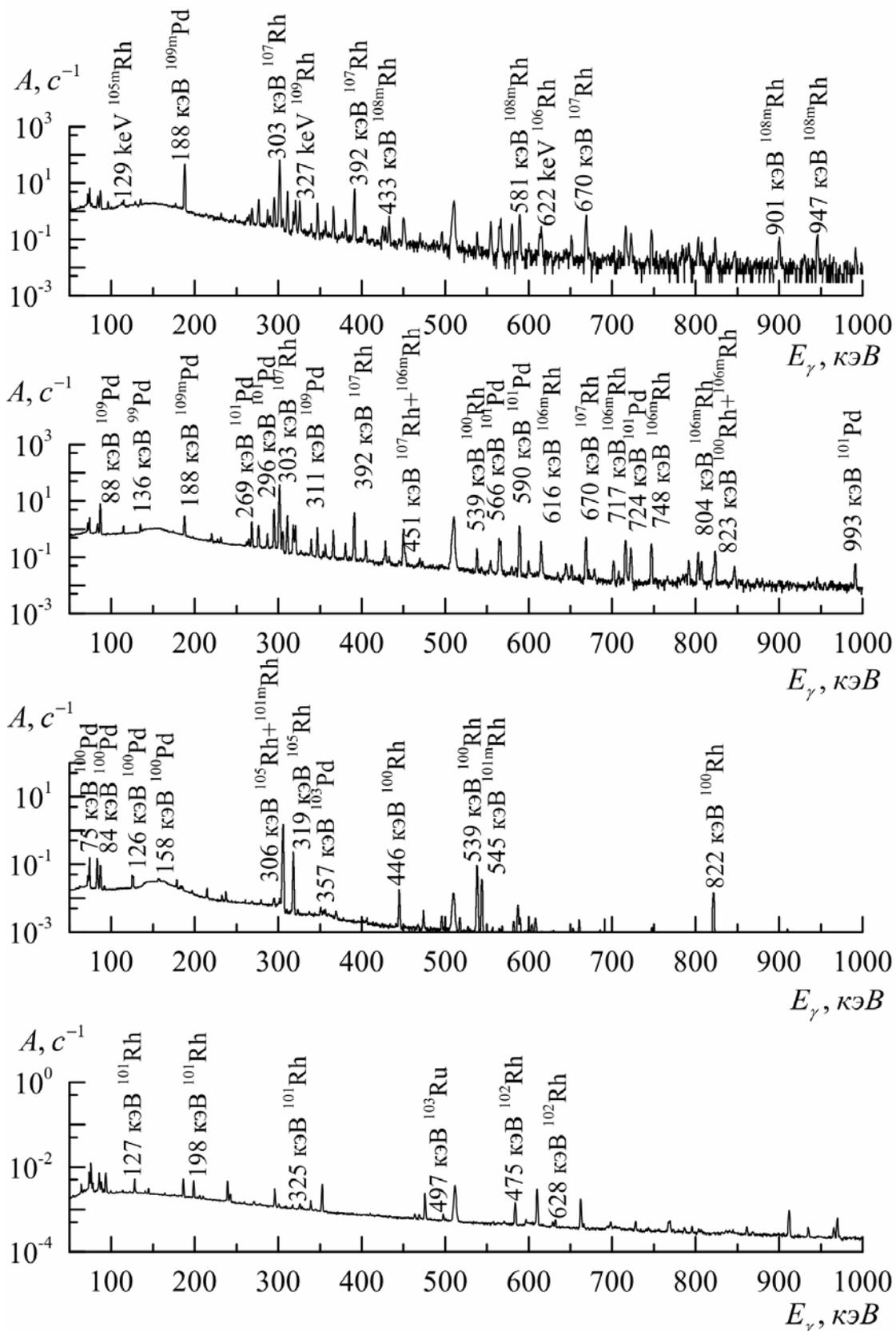


Рис.2. Спектры остаточной активности облучённой палладиевой мишени через 2.5 минуты, через 10 минут, через три дня и через 3 месяца после окончания облучения. Продолжительность измерений спектров составляла 5 минут, 1 час, 20 часов и 1 месяц соответственно

Сечение на эквивалентный квант рассчитывалось по формуле:

$$\sigma_q = \frac{\int_0^{E^m} W(E^m, E) \sigma(E) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} W(E^m, E) dE}, (3)$$

Размерность этой величины также совпадает с размерностью сечения. Сечение на эквивалентный квант в случае реакций на природной смеси изотопов будет включать все возможные каналы образования конечного изотопа с учетом процентного содержания исходных ядер (η_i):

$$\sigma_q^{nat} = \frac{\sum_i \eta_i \int_0^{E^m} W(E^m, E) \sigma(E) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} W(E^m, E) dE}, (4)$$

Сравнение экспериментальных $\sigma_{q \text{ эксп}}^{nat}$ и теоретических $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{nat}$ сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия приведено в таблице 1. Приведены суммарные теоретические сечения на эквивалентный квант на естественной смеси с учетом процентного содержания исходных ядер в смеси. Видно хорошее согласие между экспериментальными сечениями на эквивалентный квант и теоретическими, рассчитанными по КМФР.

Таблица 1. Сравнение экспериментальных $\sigma_{q \text{ эксп}}^{nat}$ и теоретических $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{nat}$ сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия.

| Изотоп | Реакция образования изотопа | $\sigma_{q \text{ эксп}}^{nat}$, Мб | $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{nat}$, Мб |
|-------------------|--|--------------------------------------|--------------------------------------|
| ^{109}Pd | $0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)$ | 9.00 ± 0.84 | 9.71 |
| ^{103}Pd | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in)$ | 14.1 ± 0.7 | 15.40 |
| ^{101}Pd | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in)$ | 0.933 ± 0.049 | 1.264 |
| ^{100}Pd | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in)$ | 0.154 ± 0.011 | 0.152 |
| ^{99}Pd | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in)$ | $(6.19 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$ | $9.11 \cdot 10^{-3}$ |
| ^{109}Rh | $0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1p)$ | 0.284 ± 0.017 | 0.334 |
| ^{107}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 0.732 ± 0.062 | 1.069 |
| ^{105}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 1.078 ± 0.042 | 1.618 |
| ^{104}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 3.23 ± 1.51 | 1.79 |
| ^{102}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 0.274 ± 0.024 | 0.350 |
| ^{101}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 0.307 ± 0.096 | 0.297 |
| ^{100}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 0.0337 ± 0.0046 | 0.0675 |
| ^{99}Rh | $^{nat}\text{Pd}(\gamma, in 1p)$ | 0.0112 ± 0.0006 | 0.0142 |

1. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин. Комбинированная модель фотонуклонных реакций. Ядерная физика, 74(1), с. 21–41, 2011.
2. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин. Модифицированная версия комбинированной модели фотоядерных реакций. Ядерная физика, 78(7-8), с. 601–617, 2015.
3. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин и др. Многоцелевой импульсный разрезной микротрон на энергию 55 МэВ. Приборы и техника эксперимента, 2, с.20–37, 2018.

ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА ПОВЫШЕНИЯ КВАЛИФИКАЦИИ В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

У.А. Близнюк¹, А.В. Белоусов¹, П.Ю. Борщеговская¹, С.М. Варзарь,
М.В. Желтоножская¹, В.С. Ипатова¹, Е.Н. Лыкова¹, С.У. Нисимов³,
В.В. Розанов¹, Ф.Р. Студеникин¹, А.П. Черняев^{1,2}, А.М. Зязин⁴

¹*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины,
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

²*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

³*Фонд инфраструктурных и образовательных программ (группа РОСНАНО),
Москва*

⁴*ООО «Трансконсалтинг», Москва
E-mail: f.studenikin@gmail.com*

Увеличение сроков хранения продуктов питания при сохранении их качества является актуальной задачей, решение которой обеспечит увеличение объемов производства отечественной продукции и снизит потребность в импорте. Традиционные методы обработки продукции с целью продления сроков хранения включают в себя использование пищевых добавок, консервантов, фумигантов и других химических препаратов. Однако, применение химических веществ потенциально опасно для здоровья человека, в мире наблюдается тенденция к отказу от их применения. Одной из наиболее эффективных и экологически безопасных технологий обеспечения безопасности и продления сроков хранения продуктов питания в настоящее время является их обработка ионизирующим излучением. По данным МАГАТЭ в 69 странах действует разрешение на облучение более чем 80 видов продукции. Создано более 200 специализированных центров, ведущих обработку отдельных категорий пищевой продукции и сельскохозяйственного сырья в промышленном масштабе [1]. Перспективы развития этого рынка в РФ к 2030 г. оцениваются сегодня в 1,0 – 1,2 млрд. долларов США [2,3].

На данный момент в России существуют 3 специализированных центра, (два из которых были созданы в последние три года – Межрегиональный центр стерилизационных технологий на базе ускорителя электронов ООО «Акцентр» в Ивановской области в 2016 г. и специализированный центр разработки и внедрения технологий обработки пищевой продукции ускоренными электронами ООО «Теклеор» в Калужской области – в 2017 г. [4]), а также около 10 установок на базе научно-исследовательских институтов, которые используются для радиационной обработки продуктов питания. Всего в настоящий момент в РФ действуют 4 установки с гамма-облучением и 18 – на базе ускорителей электронов. Основные объекты обработки – специи, пряности, травы и сухие овощи [4]. Потенциально в нашей стране можно достичь мощности радиационной обработки до 250 тыс. тонн продукции в год. Для этого необходимо построить примерно 30 центров по радиационной обработке продуктов питания и сельскохозяйственной продукции.

В Российской Федерации до 2016 года радиационная обработка продуктов питания не была разрешена законодательно. Для достижения технологического прорыва в обеспечении продовольственной безопасности и решения ряда задач в области замены импортных химических и биологических средств обработки продукции на физические факторы с 2015 по 2019 год была создана нормативно-правовая база по применению радиационных технологий в области пищевой промышленности и сельского хозяйства. В 2015 году был введен в действие нормативный документ - ГОСТ ISO 14470-2014, включающий в себя общие требования к проведению радиационной обработки, валидации и повседневному контролю процесса облучения пищевых продуктов ионизирующим излучением. Далее, в 2016 – 2019 годах был введен целый ряд государственных стандартов, содержащих рекомендации по облучению пищевых продуктов (ГОСТ 33340-2015), сельскохозяйственной продукции (ГОСТ 33302-2015), свежего и мороженого мяса (ГОСТ 33820-2016), а также рыбы и морепродуктов (ГОСТ 34154-2017). Также были введены требования к дозиметрическому контролю (ГОСТ 34155-2017), при проведении радиационной обработки гамма-излучением (ГОСТ 34156-2017), а также электронными пучками и тормозным излучением (ГОСТ 34157-2017).

Проведение работ по обработке пищевых продуктов в соответствии с этими нормативными документами, включая испытания и сертификацию облученной продукции, связано с необходимостью использования современного высокотехнологичного оборудования, работать на котором могут только сотрудники, обладающие высокой квалификацией в данной области.

Помимо сертификации уже облученной продукции существует необходимость в разработке рекомендательных методик по облучению новой продукции, так как неправильно подобранная доза облучения, а также несоблюдение методики обработки и хранения облученной продукции приводят к ухудшению характеристик продукта.

Действующие на территории РФ центры по радиационной обработке не могут самостоятельно проводить предварительные микробиологические и органолептические испытания облучаемых объектов и обращаются в аккредитованные испытательные лаборатории, специализирующиеся на проведении сертификационных испытаний пищевой продукции.

В настоящее время в таких лабораториях существует дефицит специалистов, компетентных в области разработки рекомендательных методик по облучению и проведению испытаний продуктов питания, прошедших радиационную обработку. На сегодняшний день отсутствуют образовательные программы, осуществляющие подготовку специалистов в области радиационной обработки.

Сотрудниками кафедры физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ и лаборатории пучковых технологий и медицинской физики НИИЯФ МГУ с 2013 года проводятся экспериментальные исследования в области обработки продуктов питания

ускоренными электронами и тормозными фотонами различных энергий [5,6,7]. Научным коллективом была предложена образовательная программа, которая направлена на устранение существующих квалификационных дефицитов специалистов, работающих в области радиационной обработки пищевой продукции. В 2019 году между МГУ имени М.В. Ломоносова и Фондом инфраструктурных и образовательных программ «Роснано» заключен договор на услуги по разработке дополнительной профессиональной образовательной программы повышения квалификации в области радиационной обработки пищевых продуктов для испытательного центра Certification Group компании ООО «Трансконсалтинг». По итогам обучения группы специалистов на базе испытательной лаборатории компании ООО «Трансконсалтинг» планируется создать отдел по сертификации и подготовке рекомендательных методик по облучению пищевой продукции, который будет работать в сотрудничестве с НИИЯФ МГУ. В настоящее время такого отдела нет ни в одном испытательном центре России.

Слушатели, прошедшие обучение и итоговую аттестацию, будут готовы к профессиональной деятельности в качестве:

- руководителя проекта по радиационной обработке пищевых продуктов;
- эксперта в области испытаний пищевых продуктов, прошедших радиационную обработку.

Обучение по программе предполагает получение образовательных результатов (знаний, умений и опыта практической деятельности) необходимых для разработки технического задания на проведение радиационной обработки и испытаний пищевых продуктов, прошедшей радиационную обработку, а также для создания полного перечня показателей пищевых продуктов, прошедших радиационную обработку и подготовки экспертного заключения по результатам проведенных испытаний.

Практическая реализация проекта связана с созданием учебного центра, где будет запущена образовательная программа повышения квалификации специалистов и инженеров, реализуемая на основе сотрудничества МГУ имени М.В. Ломоносова с ведущими инновационными центрами радиационной промышленности. В настоящее время аналогов такой образовательной программы нет на территории РФ. В перспективе центр обеспечит трансфер выработанных образовательных методик и технологий в регионы России, при необходимости осуществляя дистанционное обучение и консультации по теоретическим разделам программы и приглашая слушателей для прохождения практических занятий на собственном учебном оборудовании или оборудовании организаций-партнеров. Такая концепция создаст условия для обучения специалистов и инженеров практически по всему спектру современных методов и технологий радиационной обработки, стерилизации и пастеризации, используемых в мире.

Высокий потенциал распространения образовательной программы обусловлен широким внедрением радиационной обработки сельскохозяйственного сырья и готовой продукции в агропромышленное производство и различные сферы человеческой деятельности, включая сельское хозяйство.

1. Научные основы применения радиационных технологий в сельском хозяйстве / Н.И. Санжарова, С.А. Гераськин, Н.Н. Исамов и др. // *Обнинск: ВНИИСХРАЭ. 2013. 133с.*
2. Перспективы развития рынка радиационных технологий в сельском хозяйстве и перерабатывающей промышленности / Н.И. Санжарова, Г.В. Козьмин и др. // *Экономика сельскохозяйственных и перерабатывающих предприятий. 2015. №8. С. 30-34.*
3. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина / Черняев А.П. // *Москва: Книжный дом «Университет». 2018. 310 с.*
4. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: история, современное состояние и перспективы / Н.И. Санжарова, Г.В. Козьмин и др. // *Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы. Сборник докладов международной научно-практической конференции. Обнинск, 26-28 сентября 2018г. г.Обнинск: ФГБНУ ВНИИРАЭ, 2018, с. 32-36.*
5. Исследование воздействия рентгеновского излучения на концентрацию восстанавливающих сахаров в картофеле и на его прорастание / В.М. Авдюхина, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская и др. // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2018. № 3. С. 99–103.*
6. Инновационные подходы к развитию радиационных технологий обработки биообъектов / У. А. Близнюк, В. М. Авдюхина, П. Ю. Борщеговская и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2018. — Т. 82, № 6. — С. 824–828.*
7. Treatment of refrigerated trout with 1 mev electron beam to control its microbiological parameters / A. P. Chernyaev, U. A. Bliznyuk, P. Y. Borschegovskaya et al. // *Physics of Atomic Nuclei. — 2018. — Vol. 81, no. 11. — P. 1656–1659.*

ТОНКИЕ ПЛЕНКИ GeTe - МАТЕРИАЛ ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Н.Н. Елисеев¹, В.В. Ионин¹, В.А. Михайлевский¹, А.А. Бурцев¹,
А.В. Киселев¹, М.Л. Панков¹, А.А. Лотин¹

¹ Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН — филиал
Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский
центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

E-mail: nikolai.eliseev@phystech.edu

Тонкопленочные фазоизменяемые материалы на основе теллурида германия (GeTe) широко применяются в радиочастотных и фотонных устройствах из-за исключительно высокого контраста оптических и электрических параметров для аморфной и кристаллической фаз [1-6]. Исследование влияния на электрические и оптические свойства условий роста пленок GeTe остаются актуальными по сегодняшний момент, в частности нами проведены экспериментальные работы по определению влияния температуры и типа подложки на структурные, электрические и оптические свойства материала.

В настоящей работе тонкие пленки GeTe формировались на кремниевых и кварцевых подложках методом вакуумного термического напыления, при двух температурах подложек 25°C и 250°C. Толщины слоя GeTe составляли ~100 нм.

Структурный анализ пленок GeTe на кварцевых подложках проводился методом рентгеновской дифракции на дифрактометре Rigaku SmartLab с длиной волны излучения $\lambda=0,709317 \text{ \AA}$ (MoK $_{\alpha}$). Анализ полученных дифрактограмм (Рис.1) не позволяет однозначно разрешить количественное содержание аморфной и кристаллической фазы в исследуемых образцах, что обусловлено совмещением пиков дифрактограмм подложки (SiO $_2$) и GeTe. В дальнейших исследованиях структурных свойств будут использоваться кремниевые подложки.

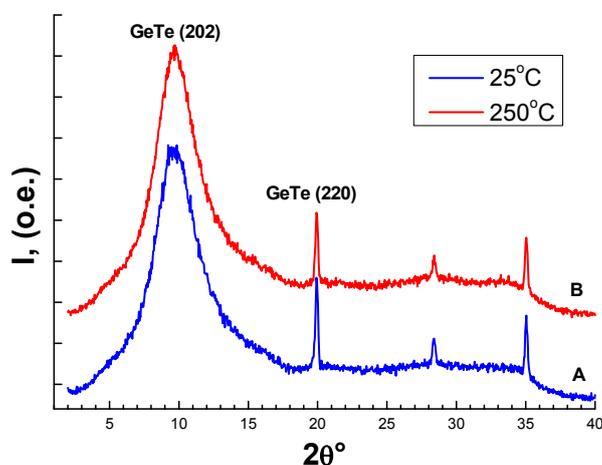


Рис.1. Дифрактограммы тонких пленок GeTe на кварце при комнатной температуре подложки (A) и при 250°C (B)

Исследование оптических свойств (спектров пропускания) образцов, полученных на кварцевых подложках, проводились в диапазоне от 0,2 до 2,5 мкм (Рис.2). Экспериментальные данные для среднего инфракрасного диапазона позволяют определить фазовый состав пленки, на нагретой подложки характерно кристаллическое поведение GeTe, коэффициент пропускания для $\lambda=1,5$ мкм отличается в ~ 2 раза.

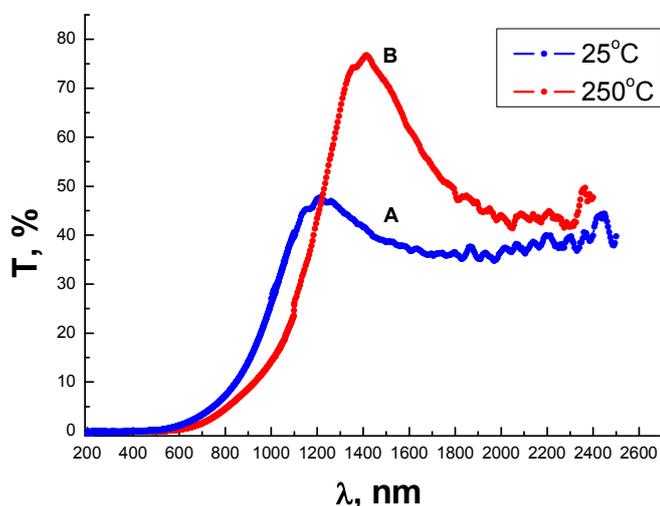


Рис.2. Спектры пропускания в ИК области для образцов на кварце при комнатной температуре подложки (А) и при 250°С (В)

Электрофизические свойства образцов исследовались по четырехточечной схеме Ван дер Пау в поле постоянного магнита 1 Тл на измерительной установке HSM 3000. Значения измеренных удельного сопротивления ρ , концентрации n и подвижности μ носителей заряда приведены в таблице 1. Отличия аморфной и кристаллической ярко проявляются в изменении проводимости образцов, более чем на 3 порядка.

Таблица I. Значения удельного сопротивления ρ , концентрации n и подвижности μ носителей заряда тонких пленок GeTe.

| Образец | $n, \text{см}^{-3}$ | $\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ | $\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$ |
|-------------------------|----------------------|--|---------------------------------|
| GeTe на кремнии (25°С) | $3,78 \cdot 10^{16}$ | $0,23 \cdot 10^3$ | 1,40 |
| GeTe на кремнии (250°С) | $4,52 \cdot 10^{18}$ | $1,79 \cdot 10^4$ | $1,74 \cdot 10^{-3}$ |

Спектральные и электрофизические характеристики пленок сильно зависят от условий роста тонких пленок. Результаты исследований подтверждают перспективы использования данного материала в области создания устройств управляемой оптической памяти.

Литература

1. E. M. Levin, M. F. Besser, and R. Hanus, “Electronic and thermal transport in GeTe: A versatile base for thermoelectric materials,” *J. Appl. Phys.* 114(8), 083713 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4819222>
2. E. K. Chua, L. P. Shi, R. Zhao, K. G. Lim, T. C. Chong, T. E. Schlesinger, and J. A. Bain, “Low resistance, high dynamic range reconfigurable phase change switch for radio frequency applications,” *Appl. Phys. Lett.* 97(18), 183506 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3508954>
3. N. El-Hinnawy, P. Borodulin, B. Wagner, M. R. King, J. S. Mason, E. B. Jones, S. McLaughlin, V. Veliadis, M. Snook, and M. E. Sherwin et al., “A four-terminal, inline, chalcogenide phase-change RF switch using an independent resistive heater for thermal actuation,” *IEEE Electron Device Lett.* 34(10), 1313–1315 (2013). <https://doi.org/10.1109/LED.2013.2278816>
4. J. G. Champlain, L. B. Ruppalt, A. C. Guyette, N. El-Hinnawy, P. Borodulin, E. Jones, R. M. Young, and D. Nichols, “Examination of the temperature dependent electronic behavior of GeTe for switching applications,” *J. Appl. Phys.* 119(24), 244501 (2016). <https://doi.org/10.1063/1.4954313>
5. Kriegner, D.; Springholz, G.; Richter, C.; Pilet, N.; Müller, E.; Capron, M.; Berger, H.; Holý, V.; Dil, J.H.; Krempaský, J. Ferroelectric Self-Poling in GeTe Films and Crystals. *Crystals* 2019, 9, 335. <https://doi.org/10.3390/cryst9070335>
6. Xinxing Sun, Erik Thelander, Jürgen W Gerlach, Ulrich Decker and Bernd Rauschenbach, “Crystallization kinetics of GeTe phase-change thin films grown by pulsed laser deposition,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48 (2015) 295304 (6pp). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/29/295304>

РОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ В PP СОУДАРЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

А.А. Короткова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, кафедра общей ядерной физики

E-mail: korotkova.anastasiya@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Целью работы является анализ событий с рождением тяжелых векторных бозонов. Данная работа является продолжением исследований, начатых в работе «Характеристики событий соударений протонов в открытых данных эксперимента ATLAS» [1]. Рассматриваются как события с инклюзивным рождением одиночного W бозона, так и события с парным рождением W и Z бозонов.

ДААННЫЕ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В работе используются экспериментальные данные портала ATLAS open data, содержащие события, соответствующие интегральной светимости 1 fb^{-1} , зарегистрированные детектором ATLAS в 2012 году в протон-протонных соударениях с энергией в системе центра масс соударения $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$. Для обработки и последующего анализа данных используется программный пакет ROOT, примеры возможных вариантов обработки данных написаны на языке Python. Помимо реальных данных, у пользователя есть доступ к событиям, смоделированным методом Монте Карло. Эти события представляют собой рассчитанные физические реакции, продукты которых проходят ту же систему регистрации и анализа, что и экспериментальные события. Это позволяет проводить детальное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими.

АНАЛИЗ СОБЫТИЙ С РОЖДЕНИЕМ W БОЗОНА

Одним из стандартных анализов портала ATLAS open data является анализ событий с инклюзивным рождением одиночного W бозона. W бозоны могут распадаться как по адронному, так и по лептонному каналам распада. Для отбора событий лептонного канала данные проходят предварительный отбор по следующим критериям: используются лептоны и адронные струи в интервале по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$, поперечный импульс заряженного лептона от распада $p_T > 25 \text{ ГэВ}$, недостающая поперечная энергия $E_T > 30$

ГэВ, восстановленная поперечная масса W бозона $m_T^W > 30$ ГэВ. Для отобранных событий проведено сравнение распределений лептонов с положительным и отрицательным электрическим зарядом. На рис. 1 слева и справа соответственно представлены распределения положительно и отрицательно заряженных лептонов (электронов и мюонов), зарегистрированных при распаде W бозона, по поперечному импульсу. Наблюдается одинаковый характер этих зависимостей, однако количество лептонов разных знаков различается. Таким образом проявляется зарядовая асимметрия лептонов, заключающаяся в избытке лептонов с положительным зарядом и возникающая из-за положительного заряда протона. В отобранных событиях отношение зарегистрированных W бозонов с положительным и отрицательным знаком электрического заряда составляет:

$$\frac{N_{W+}}{N_{W-}} = 1.346 \pm 0.001(\text{стат}).$$

Для Монте Карло моделирования:

$$\frac{N_{W+}}{N_{W-}} = 1.391 \pm 0.001(\text{стат}).$$

Малая статистическая ошибка объясняется тем, что в анализе использовано большое количество событий $N_{W\pm} \sim 5 \cdot 10^6$. На детекторе ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 7$ TeV и интегральной светимости 4.6 fb^{-1} получено отношение:

$$R_{tot} = 1.450 \pm 0.001(\text{стат}) \pm 0.004(\text{сист}) \pm 0.029(\text{аксепт}) [2].$$

При энергии $\sqrt{s} = 13$ TeV:

$$R_{tot} = 1.295 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.010(\text{сист}) [3].$$

Видно, что с ростом энергии рассматриваемая величина отношения уменьшается

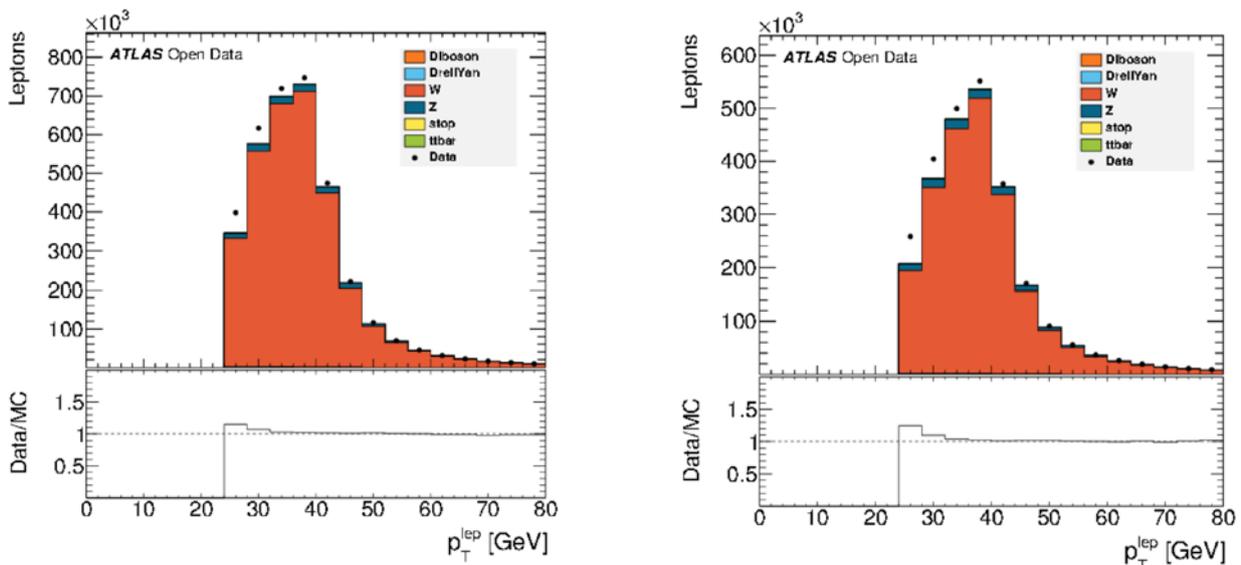


Рис 1: Распределение положительно (слева) и отрицательно (справа) заряженных лептонов, зарегистрированных в W анализе, по поперечному импульсу p_T

АНАЛИЗ СОБЫТИЙ С РОЖДЕНИЕМ WZ БОЗОНОВ

Анализ процессов совместного рождения W и Z бозонов представляет особый интерес для проверки электрослабой теории и КХД. Сечение этого процесса измерено в эксперименте ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 8$ TeV и интегральной светимости 13 фб^{-1} и составляет $20.3 \pm 1.6 \text{ пб}$ [4]. Портал ATLAS open data дает возможность проанализировать рождение пар WZ бозонов. События для анализа отбираются по нескольким критериям: наличие трех лептонов, поперечный импульс лептонов $p_T > 25$ ГэВ, восстановленная поперечная масса W бозона $m_T^W > 30$ ГэВ, разность масс лептонной пары одного поколения, но разного знака и Z бозона $|m_{ll} - m_Z| < 10$ ГэВ.

Первоначально анализ был выполнен для 10% данных. Было обнаружено всего два события рассматриваемого типа. Поэтому был проведен анализ всей статистики данных. На рисунке 2 слева показано первоначальное распределение, а справа – распределение для полной статистики. Рисунок справа позволяет заключить, что экспериментальные результаты согласуются с модельными.

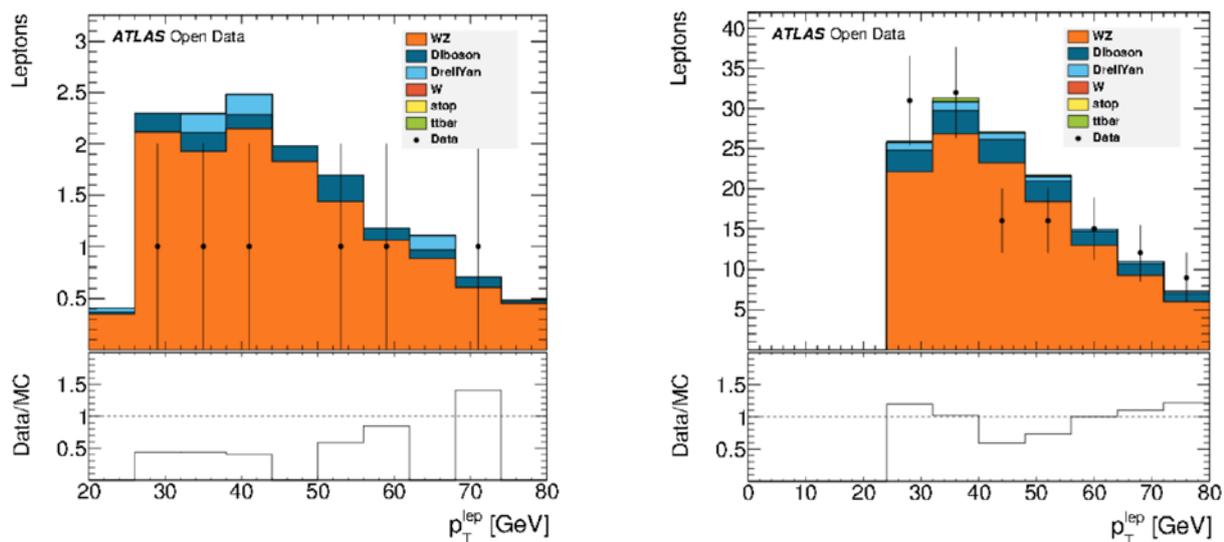


Рис. 2: Распределение лептонов, зарегистрированных в WZ анализе, по поперечному импульсу p_T для 10% данных (слева) и 100% данных (справа).

Был проведен анализ распределения лептонов по поперечному импульсу для событий с рождением пары WZ и одиночным рождением W бозона. Эти распределения приведены на рисунке 3 слева и справа соответственно. Распределения представлены в логарифмическом масштаба по вертикальной оси. Для двух процессов наблюдается близкий экспоненциальный характер падения зависимости в области поперечных импульсов $p_T > 60$ ГэВ, эти данные хорошо согласуются с результатами Монте Карло моделирования. Видно, что количество лептонов, зарегистрированных в парном рождении существенно

меньше, чем для инклюзивного рождения одиночного W бозона. Сечения этих событий измерены в эксперименте ATLAS и равны соответственно:

$$\sigma^{WZ} = 20.3 \pm 0.8(\text{стат}) \pm 1.2(\text{сист}) \pm 0.7(\text{свет}) \text{ пб [4].}$$

$$\sigma^W = 10720 \pm 3(\text{стат}) \pm 60(\text{сист}) \pm 190(\text{свет}) \pm 130(\text{аксепт}) \text{ пб [2],}$$

Из этих данных видно, что отношение числа лептонов от парного рождения WZ к количеству лептонов от инклюзивного одиночного рождения W:

$$\frac{10720 \cdot n_l}{20.3 \cdot n_{ll}} = 176 \pm 14,$$

где $n_l = 1, n_{ll} = 3$ в соответствии с множественностью заряженных лептонов.

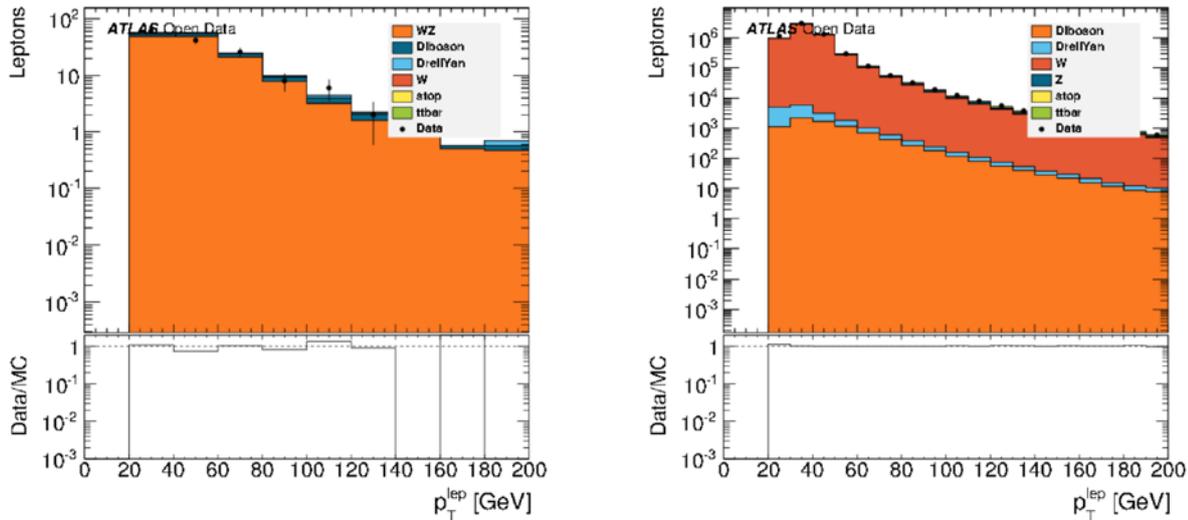


Рис. 3: Распределение лептонов, зарегистрированных в WZ анализе (слева) и W анализе (справа), по поперечному импульсу p_T

Заключение

Проведен анализ рождения тяжелых векторных бозонов в протон-протонных соударениях в событиях пакета ATLAS open data при энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Получены распределения лептонов от распадов одиночного W бозона и пар WZ бозонов. Проведен анализ зависимости сечений от заряда W бозона, рассчитано отношение сечений рождения W^+ и W^- бозонов. Представлено сравнение процессов одночастичного инклюзивного и ассоциированного рождения W бозонов.

[1] И.О. Волков, И.С. Дьячков, Л.Н. Смирнова, Р.А. Шоркин, Характеристики событий соударений протонов в открытых данных эксперимента ATLAS, URL: <http://uzmu.phys.msu.ru/file/2019/2/1920201.pdf>

[2] ATLAS Collaboration, Precision measurement and interpretation of inclusive W^+ , W^- and Z/γ^* production cross section with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 367

[3] ATLAS Collaboration, Measurement of W^\pm and Z-boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector, Physics Letters B 759 (2016) 601–621

[4] ATLAS Collaboration, A Measurement of $W\pm Z$ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector, ATLAS-CONF-2013-021, URL: <http://cds.cern.ch/record/1525557/files/ATLAS-CONF-2013-021.pdf>

МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ НАНОТРУБОК ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА

Б. Мерзук¹, А.П.Евсеев^{1,2}, А.Д.Завильгельский¹, А.А.Шемухин^{1,2,3}

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

²Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына;

³Центр квантовых технологий Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия.

E-mail: mbarbara1996@mail.ru

I. Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) — это одна из аллотропных модификаций углерода, они представляют собой цилиндрические структуры диаметром от нескольких десятых до нескольких десятков нанометров и длиной от одного микрометра до нескольких сантиметров (также их можно сплести в нити неограниченной длины). Они были открыты в конце XX века и с тех пор их физические и химические свойства вызывают очень большой интерес [1]. На данный момент крайне мало данных об облучении нанотрубок, поэтому главной задачей являлась проверка влияния облучения на структуру нанотрубок.

II. Эксперимент

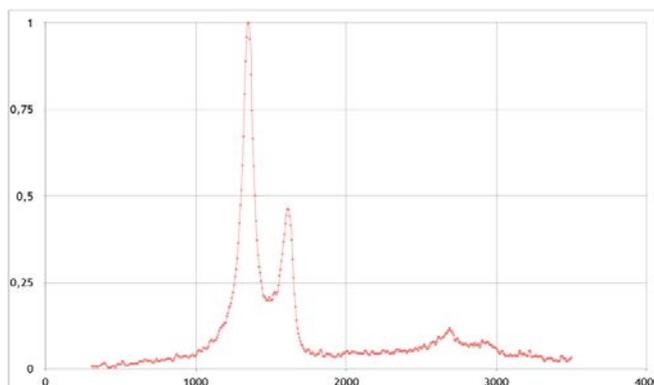
Образцы были изготовлены из коммерческих МУНТ Таунит-МД (ТМД) путем прессовки в цилиндрической форме при давлении в 4т (метрические тонны). Таунит-МД представляют собой неориентированные МУНТ с диаметром dCNT $\approx 17-23$ нм. Образцы имели размеры 10×2 мм в форме цилиндров с массой $m \approx (60 \pm 2)$ мг.

Ионное облучение проводилось под углом 7° к нормали к поверхности образца ионами Ar^+ с энергией 120 кэВ шестью флюенсами в одном эксперименте $2,5 \cdot 10^{15}, 5 \cdot 10^{15}, 2 \cdot 10^{16}, 2,5 \cdot 10^{16}, 3 \cdot 10^{16}, 4 \cdot 10^{16}$ см⁻² и еще шестью во втором эксперименте $5 \cdot 10^{14}, 2,5 \cdot 10^{15}, 5 \cdot 10^{15}, 3 \cdot 10^{16}, 4 \cdot 10^{16}, 5 \cdot 10^{16}$ см⁻² на ускорителе НВЭЕ-500 [2-4]. Однородность облучения достигалась сканированием с большой частотой поверхности образца пучком в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

III. Результаты и обсуждение

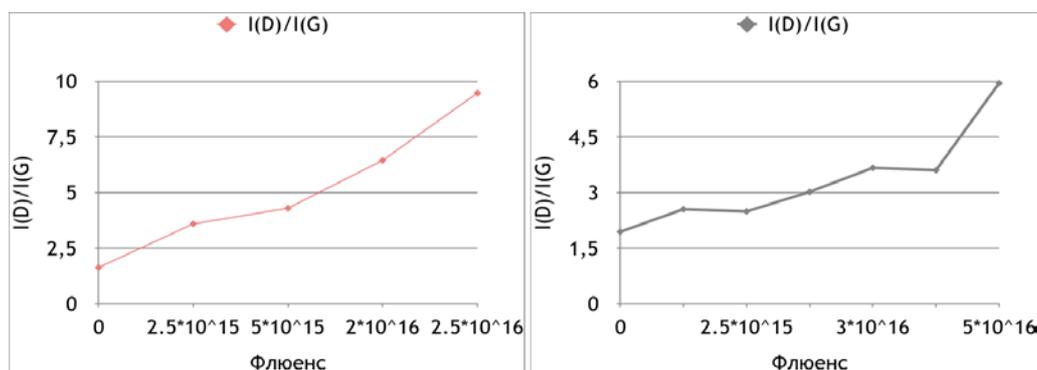
Качество углеродных нанотрубок принято исследовать с помощью комбинационного рассеяния света [5–7].

После облучения ионами Ar^+ были получены спектры следующего характера:



Многостенным нанотрубкам соответствуют высокие пики D (1364 см^{-1}) и G ($1580\text{--}1590\text{ см}^{-1}$), отношение которых указывает на качество МУНТ, и группа пиков в диапазоне $2500\text{--}3200\text{ см}^{-1}$, соответствующая вторым гармоникам D- и G-пику, наличие которых также говорит о качестве МУНТ. Спектры многостенных УНТ от одностенных отличаются отсутствием радиальной дыхательной моды (RBM) в диапазоне $300\text{--}500\text{ см}^{-1}$.

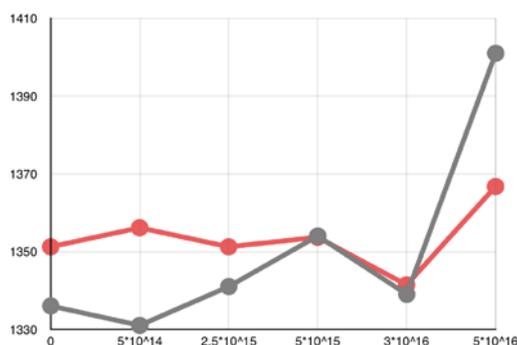
Ниже приведена обработка спектров: подбирались D^* -, D -, D'' -, G -, D'' - пики согласно примерным значениям частот для этих пиков, построены диаграммы отношения $I(D)/I(G)$:



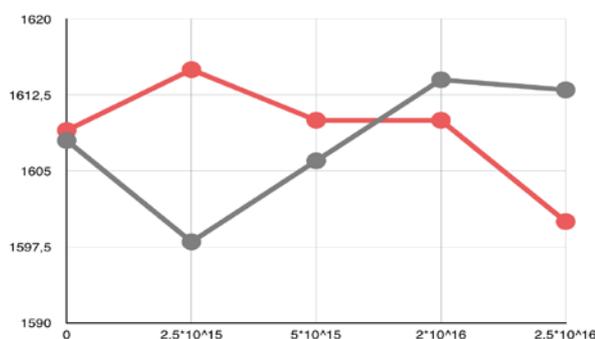
Малое отношение $I(D)/I(G)$ свидетельствует о высокой кристалличности структуры, то есть об отсутствии дефектов. Одним из наиболее часто используемых методов оценки дефектов в углеродных структурах является рассмотрение D- и G-пику [8].

Для каждого пика была построена зависимость расположения в зависимости от флюенса. С увеличением флюенса (выше 10^{16} ион/см²) плотность дефектов становится настолько высокой, что кристаллическая структура разрушается, что объясняет резкое увеличение $I(D)/I(G)$.

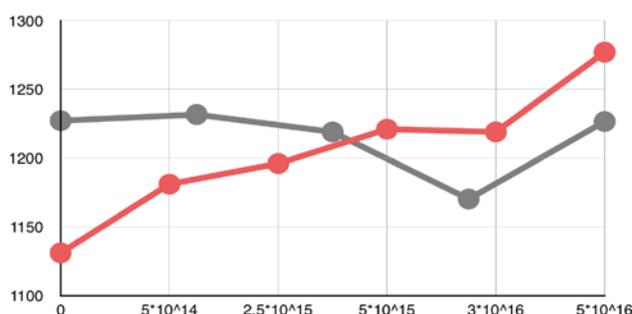
Для D пика, расположенного примерно в области 1330 см⁻¹ и образованного электронами в sp³ гибридизации зависимость получилась следующая:



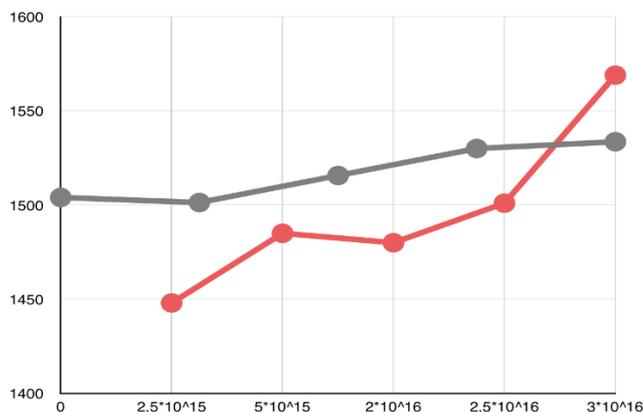
Пики около 1611 см⁻¹ — это G линия, которая связана с колебаниями E_{2g} плоскости графена. Интенсивность и ширина линии G представляет структурную целостность sp²-гибридизованных атомов углерода в нанотрубках.



В то же время отметим, что в последние несколько лет было установлено, что пик G является суперпозицией пиков G и D. D'-пик соответствует дефектам в графитовой структуре УНТ [9,10].



Пик D'' заполняет промежуток между D и G пиками. Пик D'' объясняют, как образованием кристаллитов графита [11], так и межзельными дефектами, связанными с аморфным углеродом, находящимся в состоянии sp^2 -гибридизации.



Заключение

В данной работе была выполнена серия экспериментов по облучению нанотрубок ионами Ar^+ с энергией 120 кэВ флюенсами в одном эксперименте $2,5 \cdot 10^{15}, 5 \cdot 10^{15}, 2 \cdot 10^{16}, 2,5 \cdot 10^{16}, 3 \cdot 10^{16}, 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и еще шестью во втором эксперименте $5 \cdot 10^{14}, 2,5 \cdot 10^{15}, 5 \cdot 10^{15}, 3 \cdot 10^{16}, 4 \cdot 10^{16}, 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ на ускорителе HVEE-500. При помощи спектроскопии комбинационного рассеяния света исследована структура облученных МУНТ, было обнаружено, что при облучении ионами аргона с флюенсом 10^{16} см^{-2} происходит разупорядочивание структуры нанотрубок.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-20193.

Список литературы

- [1] S. Iijima. Nature, **354**, 56 (1991).
- [2] Yu.V. Balakshin, A.A. Shemukhin, A.V. Nazarov, A.V. Kozhemiako, V.S. Chernysh. Tech. Phys., **63** (12), 1861 (2018).
- [3] A.V. Kozhemiako, A.P. Evseev, Yu.V. Balakshin, A.A. Shemukhin. Semiconductors, **53** (6), 800 (2019).
- [4] A.A. Shemukhin, Yu.V. Balakshin, A.P. Evseev, V.S. Chernysh. Nucl. Instr. Meth. B, **406**, 507 (2017).
- [5] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, R. Saito, A. Jorio. Phys. Rep., **409**, 47 (2005).
- [6] S. Costa, E. Borowiak-Palen, M. Kruszynska, A. Bachmatiuk, R.J. Kalenczuk. Mater. Sci.-Pol., **26**(2), 434 (2008).
- [7] L. Bokobza, J. Zhang. eXPRESS Polym. Lett., **6**(7), 601 (2012).
- [8] A.M. Borisov, V.A. Kazakov, E.S. Mashkova, M.A. Ovchinnikov, A.A. Shemukhin, S.K. Sigalae, The conductivity of high-fluence noble gas ion irradiated CVD polycrystalline diamond,

Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. Atoms 406 (2017) 676–679,
<http://dx.doi.org/10.1016/J.NIMB.2017.01.075>. [SEP]

[9] J.H. Lehman, M. Terrones, E. Mansfield, K.E. Hurst, V. Meunierg. Carbon, **49**, 2581 (2011).

[10] N. Chakrapani, S. Curran, B. Wei, P.M. Ajayan, A. Carrillo, R.S. Kane. J. Mater. Res., **18**
(10), 2515 (2003). [SEP]

[11] A. Sadezky, H. Muckenhuber, H. Grothe, R. Niessner, [SEP]U. Poschl. Carbon., 43, 1731
(2005). [SEP]

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

М.А. Серякова¹, И.О. Горячук¹, Ю.Е. Погодина², Е.В. Полуни², В.И. Соколов¹

¹ *Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника»
Российской академии наук*

Россия, 119333, г. Москва, Ленинский просп., д. 59

² *Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского Российской академии наук*

Россия, 119991, г. Москва, Ленинский просп., д. 47

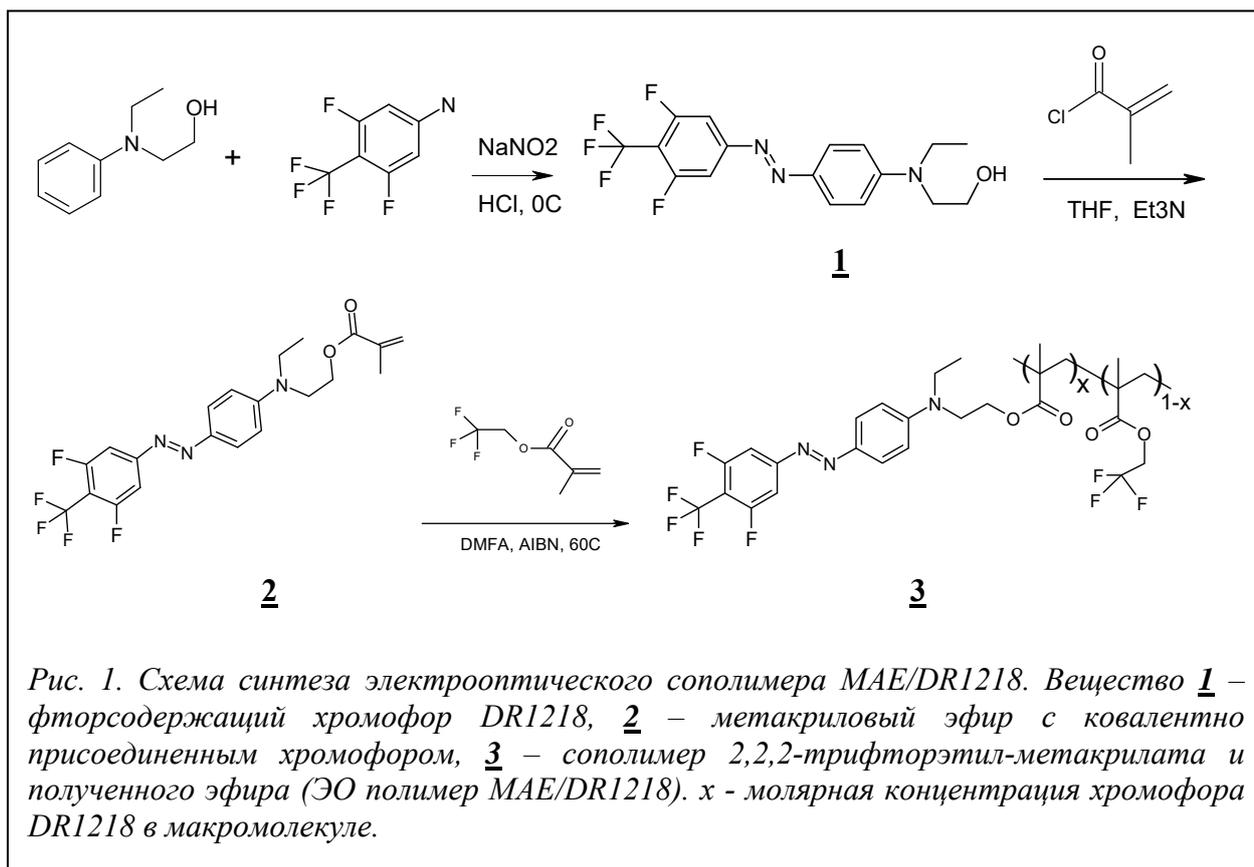
E-mail: Seryakov.2003@mail.ru

Хромофорсодержащие электрооптические (ЭО) полимеры широко применяются в современной оптике и фотонике. Они используются, в частности, для создания высокоскоростных оптических модуляторов, переключателей, маршрутизаторов.

Полимеры с внедренными ЭО хромофорами, способные изменять свой показатель преломления под действием приложенного электрического поля, создаются либо путем введения молекул хромофора в пассивную полимерную матрицу (система «guest–host»), либо путем их химического встраивания в боковые цепи полимерной макромолекулы (система «side–chain»). Вторым методом является более перспективным, поскольку включение хромофора в боковую цепь полимерной макромолекулы уменьшает его подвижность, что препятствует агрегации хромофоров, приводящей к снижению электрооптического коэффициента d_{33} . В качестве матриц чаще всего используются такие полимеры, как полиметилметакрилат (ПММА) и его сополимеры, эпоксидные полимеры, полиуретаны, полиамиды, полиимиды, различные полиэферы. В качестве хромофоров обычно используются соединения, имеющие структуру электрических диполей, молекулы которых состоят из концевых донорных и акцепторных групп, соединенных π -электронным мостиком.

В настоящей работе описывается синтез нового (не описанного ранее) электрооптического полимера, содержащего атомы фтора как в основной цепи макромолекулы, так и в боковых цепях с ковалентно присоединенным хромофором.

Синтез ЭО полимеров проводится в 3 этапа, см. Рис. 1. На первом этапе синтезируется собственно хромофор (в результате реакции азосочетания). На втором этапе фторсодержащий хромофор ковалентно подсоединяется к молекуле метакрилоилхлорида. На третьем этапе осуществляется радикальная термическая сополимеризация полученного эфира с фторсодержащим акриловым мономером с образованием линейного полимера.

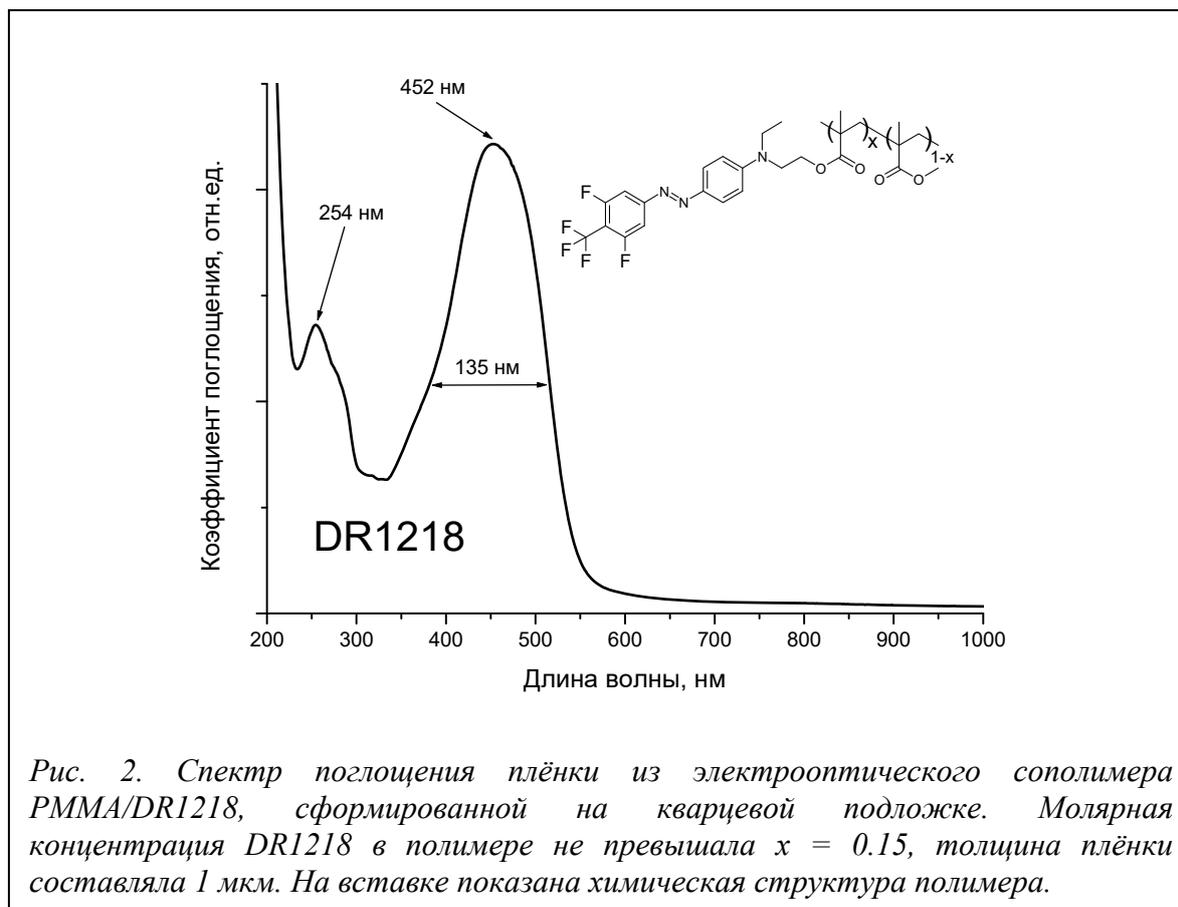


Синтезированный полимер обладает пленкообразующими свойствами. С использованием этого полимера методом центрифугирования из раствора нами были сформированы плёнки толщиной до 10 мкм, обладающие большой однородностью и высоким качеством поверхности [1].

Полученный электрооптический полимер имеет интенсивную полосу поглощения в видимом диапазоне длин волн, см. Рис. 2. При этом его коэффициент поглощения уменьшается с увеличением длины волны света. Еще большее увеличение оптической прозрачности электрооптического полимера может быть достигнуто путем увеличения степени фторирования макромолекулы, например, путем сополимеризации хромофорсодержащего эфира с фторсодержащими альфа-фторакриловыми мономерами. Это обусловлено тем, что замена лёгких атомов водорода на более тяжелые атомы фтора в макромолекуле ведёт к смещению колебательных полос поглощения в сторону больших длин волн. В результате чего открываются окна прозрачности в ближней ИК области спектра, в том числе в «основном» телекоммуникационном диапазоне длин волн вблизи 1.55 мкм [2].

Отрицательное влияние на свойства электрооптического полимера оказывают легколетучие низкомолекулярные соединения и ионные примеси. Поэтому тщательную очистку продуктов следует производить на всех трёх этапах синтеза. После синтеза хромофора (вещества 1 на Рис. 1) следует несколько раз провести процедуру его перекристаллизации в толуоле. В этом процессе охлаждение раствора должно проводиться медленно (в течение нескольких часов) для увеличения размера выпадающих кристаллов. На втором этапе очистка сложного эфира 2 производится хроматографически на

колонке с силикагелем. На третьем этапе конечный продукт (электрооптический полимер 3 на Рис. 1) может быть очищен, например, методом пересадения [3].



Описанная процедура очистки хромофорсодержащего полимера на всех трех этапах синтеза должна привести к удалению ионных примесей, присутствие которых увеличивает проводимость материала и часто приводит к электрическим пробоям в процессе наведения анизотропии при приложении электрического поля к полимерной плёнке.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части синтеза фторсодержащих электрооптических полимеров и гранта РФФИ № 18-32-00948 в части исследования их оптических свойств.

Литература

1. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, И.М. Ашарчук, И.О. Горячук, И.В. Заварзин, Ю.Е. Погодина, Е.В. Полунин. “Лазерное формирование световодов в электрооптических полимерах с фторсодержащими хромофорами в боковой цепи”. Фторные заметки, 2018, Т. 121, с. 5-6
2. V.I. Sokolov, A.G. Savelyev, V.M. Bouznik, S.M. Igumnov, E.V. Khaydukov, S.I. Molchanova, A.A. Tuytuynov, A.S. Akhmanov, V.Ya. Panchenko. “Refractive index and dispersion of highly fluorinated acrylic monomers in the 1.5 μm telecom wavelength

- region measured with a spectroscopic Abbe refractometer”. *Measurement Science and Technology*, 2014, Vol. 25, №7, 077001
3. A. Nahata, J. Shan, J. T. Yardley, Ch. Wu. “Electro-optic determination of the nonlinear-optical properties of a covalently functionalized Disperse Red 1 copolymer”. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1993. V. 10, No. 9 P. 1553.

ПРОТОННАЯ ТОМОГРАФИЯ В КЛИНИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ: ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ МЕТОДОВ РЕАЛИЗАЦИИ

А.А. Пряничников^{1,2,3}, М.А. Белихин^{1,2,3}, А.П. Черняев¹

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия;

² Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Физико-технический центр, Протвино, Россия;

³ ЗАО «ПРОТОМ», Протвино, Россия
e-mail: pryanichnikov.al@gmail.com

Протонная терапия – одна из наиболее развивающихся форм дистанционной лучевой терапии рака [1]. Поскольку выделение большей части энергии протонов и, следовательно, максимальные повреждения биологических тканей ими происходят в непосредственной близости от области остановки протонного пучка, этот метод лечения обеспечивает большую степень конформности, чем другие виды дистанционной лучевой терапии. Чтобы максимально использовать фундаментальные преимущества протонной терапии, длина пробега протонов внутри тела пациента должна быть предсказана с миллиметровой, а иногда и субмиллиметровой точностью. В современной клинической практике планирование облучения для протонной терапии составляется с помощью рентгеновских КТ-обследований пациента до начала лечения. Применение полученных с помощью компьютерной томографии (КТ) данных для планирования лечения протонами требует программного обеспечения, использующего эмпирически выведенные функции калибровки, специфичные для каждого рентгеновского томографа. Процесс преобразования единиц Хаунсфилда, полученных при КТ сканировании, в относительные тормозные способности протонов приводит к неопределенности пробега частиц в теле пациента. Следовательно, наилучшим решением будет использование метода, в котором относительная тормозная способность каждого протона восстанавливается напрямую. Что и является целью протонной компьютерной томографии [2-7].

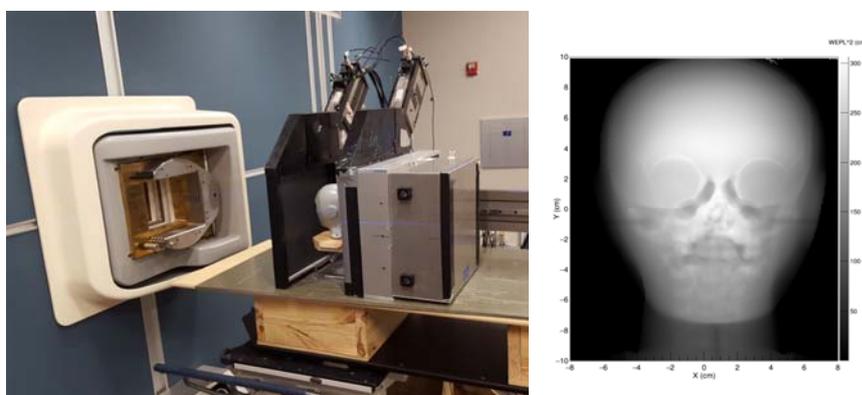


Рис. 1 Общий вид экспериментальной установки ProtonVDA в протонном центре ProNova, Knoxville, США (слева) и пример реконструкции фантома детской головы (справа)

Поскольку проблема протонной томографии является актуальной, в мире существует несколько проектов ее реализации. Так, например, компания ProtonVDA [8,9] разработала высокоэффективную и недорогую систему протонной томографии, основанную на активно развивающейся технологии быстрых сцинтилляторов. Одним из главных преимуществ данной установки является более низкая, по сравнению с подобными рентгеновскими системами визуализации, эквивалентная доза, получаемая пациентом. Эта особенность объясняется точной реконструкцией треков отдельных протонов, проходящих через тело пациента, а также использованием специального режима работы ускорителя со сверх низкой интенсивностью выводимого пучка во все время сканирования.



Рис. 1 Внешний вид экспериментальной установки PRAVDA

Кроме, того существует проект PRAVDA [10] (Proton Radiotherapy Verification and Dosimetry Applications), которым занимается коллаборация из университетов Великобритании, а эксперименты проводятся на протонном циклотроне в ЮАР. Данный проект активно использует детекторную технологию, применяемую в экспериментах по восстановлению треков частиц высоких энергий, таких как NA62 в CERN. В разработке PRAVDA используются кремниевые трековые детекторы с высокой радиационной стойкостью, обеспечивающие быстрые и точные измерения траекторий протонов при их прохождении через облучаемый объект. Набор трековых детекторов в комбинации с калориметром для измерения остаточной энергии протонов позволяет получить информацию об угловом отклонении и потерях энергии для каждого протона. Также было показано, что разрабатываемая система может справляться с обработкой достаточно больших потоков протонов (до 2×10^8 протонов/с).

В данной работе рассматриваются основные исследовательские проекты в области протонной томографии, сравниваются их ключевые параметры и обсуждается возможность их применения в уже существующих центрах протонной терапии основанных на разных типах протонных ускорителей.

1. А. П. Черняев, Г. И. Клёнов, А. Ю. Бушманов и др. Ускорители протонов в лучевой терапии Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2019. Т. 64, № 2. С. 11–22.
2. A. Allisy, A. Kelleler, R. Caswell et al., “Stopping powers and ranges for protons and alpha particles,” ICRU Report, vol. 49, 1993.
3. U. Schneider, J. Besserer, P. Pemler, M. Dellert, M. Moosburger, E. Pedroni, and B. Kaser-Hotz, “First proton radiography of an animal patient,” Medical physics, vol. 31, no. 5, pp. 1046–1051, 2004.
4. P. Pemler, J. Besserer, J. De Boer, M. Dellert, C. Gahn, M. Moosburger, U. Schneider, E. Pedroni, and H. Stäuble, “A detector system for proton radiography on the gantry of the paul-scherrer-institute,” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 432, no. 2, pp. 483–495, 1999.
5. T. Li, Z. Liang, J. V. Singanallur, T. J. Satogata, D. C. Williams, and R. W. Schulte, “Reconstruction for proton computed tomography by tracing proton trajectories: A monte carlo study,” Medical physics, vol. 33, p. 699, 2006.
6. H. Paganetti, H. Jiang, S.-Y. Lee, and H. Kooy, “Accurate monte carlo simulations for nozzle design, commissioning and quality assurance for a proton radiation therapy facility,” Medical physics, vol. 31, p. 2107, 2004.
7. H. Paganetti, Proton Therapy Physics. CRC Press, 2012.
8. Miller C, Altoos B, DeJongh EA, Pankuch M, DeJongh DF, Rykalin V, Ordonez CE, Karonis NT, Winans JR, Coutrakon G, Welsh JS (2019) Reconstructed and real proton radiographs for image-guidance in proton beam therapy. Journal Radiation Oncology 8:97–101;
9. S. Welsh, F. DeJongh, V. Rykalin, N. Karonis, C. Ordonez, J. Winans, G. Coutrakon, E. DeJongh, M. Pankuch. The Use of Established Methods to Quantify Proton Range Uncertainty Reduction When Using Proton Tomography. International Journal of Radiation Oncology Biology Physics 99(2): E737; 2017;
10. Esposito, Michela et al. PRaVDA: The first solid-state system for proton computed tomography Physica Medica: European Journal of Medical Physics, Volume 55, 149 – 154

Исследование получения медицинского изотопа Zr-89 в фотоядерных реакциях

М.В. Желтоножская, П.Д. Ремизов, А.П.Черняев, Д.А. Юсюк

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины.

E-mail: denisyusyuk@gmail.com

В настоящее время для современных методов визуализации на основе моноклональных антител (Иммуно-ПЭТ) являются актуальными исследования новых радиофармпрепаратов с более длительным периодом полураспада по сравнению с традиционным для ПЭТ-визуализации ^{18}F . Иммуно-ПЭТ позволяет получать изображения на молекулярном уровне и приближается к тому, чтобы стать преобладающим методом для неинвазивной диагностики [1]. Поскольку для Иммуно-ПЭТ необходимо присоединение позитронно-активного радиоизотопа к намеченной специфической молекуле, необходимо, чтобы биологическое время полужизни молекулы совпадало с периодом полураспада радиоактивного изотопа [2]. Наиболее благоприятными физическими характеристиками для Иммуно-ПЭТ обладает изотоп $^{89}_{40}\text{Zr}$: он распадается с периодом полураспада 78,41 ч посредством позитронной эмиссии и захвата электронов в промежуточное состояние $^{89\text{m}}_{39}\text{Y}$, которое, в свою очередь, распадается до стабильного $^{89}_{39}\text{Y}$ посредством гамма-излучения (909 кэВ) с периодом полураспада 15,7 с. Кроме того относительно большое различие между энергией гамма-излучения (909 кэВ) и энергией аннигиляционных гамма-квантов (511 кэВ) не позволяет последним мешать обнаружению совпадающих гамма-квантов на сцинтилляционных детекторах ПЭТ-установки.

Традиционно $^{89}_{40}\text{Zr}$ получают на циклотронах в реакциях $^{89}_{39}\text{Y}(p, n)^{89}_{40}\text{Zr}$ и $^{89}_{39}\text{Y}(d, 2n)^{89}_{40}\text{Zr}$. Преимуществом этих методов является использование в качестве мишеней иттрия, химически неактивного металла, состоящего из единственного стабильного изотопа $^{89}_{39}\text{Y}$ [3]. Однако в обоих методах представляет особую проблему исключение изотопных примесей $^{88}_{40}\text{Zr}$ с периодом полураспада 83,4 дней и его дочернего изотопа $^{88}_{39}\text{Y}$ с периодом полураспада 106 дней, образующихся в (p,2n) или (d,3n)-реакциях. Кроме того, ускорители протонов большие и довольно сложные установки, требующие значительных финансовых затрат по их обслуживанию.

Одним из перспективных направлений является получение ^{89}Zr в фотоядерных реакциях на компактных ускорителях электронов — микротронах. Микротроны обладают неоспоримыми преимуществами: небольшие размеры установки, простота в обслуживании и дешевизна по сравнению с ускорителями протонов и дейтронов. Для решения этой задачи мы исследовали возможность наработки $^{89}_{40}\text{Zr}$ путем облучения тормозными гамма-квантами мишеней из природного молибдена и ниобия.

Методика проведения эксперимента

Природный ниобий состоит из одного стабильного изотопа $^{93}_{41}\text{Nb}$. Природный молибден состоит из семи стабильных изотопов: $^{92}_{42}\text{Mo}$ (15%), $^{94}_{42}\text{Mo}$ (9%), $^{95}_{42}\text{Mo}$ (16%), $^{96}_{42}\text{Mo}$ (17%), $^{97}_{42}\text{Mo}$ (9%), $^{98}_{42}\text{Mo}$ (24%) и $^{100}_{42}\text{Mo}$ (10%).

Нами облучалась сборка из образцов естественных Nb, Mo и Ta. Облучение мишеней проводилось на импульсном разрезном микротроне НИИЯФ МГУ с энергией электронов 55 МэВ и средним током 40-45 нА.

Облученные мишени измерялись на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия большого объема с энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамма-линии 1332 кэВ ^{60}Co . Фрагменты полученных спектров приведены на рис. 1. Как видно, после облучения мишеней из природного молибдена и ниобия во всех мишенях наблюдался выход гамма-излучения, сопровождающий распад ^{89}Zr .

Результаты и анализ обработки полученных спектров позволяют заключить о том, что при облучении мишени из природного ниобия ^{89}Zr образовался из ^{93}Nb в $(\gamma,4n)+(\gamma,p3n)$ -реакциях. В мишенях из природного молибдена ^{89}Zr был получен, в основном, из ^{92}Mo в $(\gamma,3n)+(\gamma,p2n)$ -реакциях.

Расчет интегральных сечений ^{89}Zr мы проводили в сравнении с данными о выходах соответствующих (γ, n) -реакций, поскольку эти реакции ранее хорошо были изучены и опубликованы в различных базах данных ядерных реакций. При этом, одним из основных мониторов была реакция на естественном тантале (^{181}Ta). Для этого нуклида получены данные о зависимости сечения реакции от энергии до 37 МэВ. Данные о зависимости сечения реакции от энергии до 55 МэВ экстраполировали с использованием программного кода TALYS.

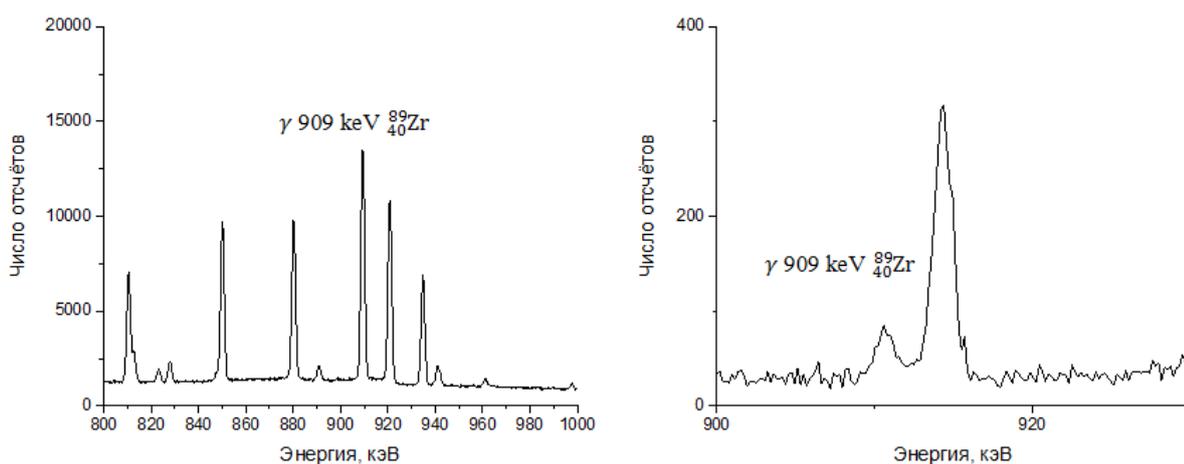


Рис.1. Фрагменты спектров наведённой активности природной смеси изотопов молибдена (слева) и ниобия (справа).

Таким образом, в результате проведенных расчетов мы получили интегральное сечение для ^{89}Zr после облучения природного ниобия, равное $3.6 \text{ мб} \times \text{МэВ}$ и интегральное сечение для ^{89}Zr после облучения природного молибдена, равное $2.2 \text{ мб} \times \text{МэВ}$

Для оценки вклада изотопной примеси ^{88}Zr в получаемый ^{89}Zr мы провели исследования ниобиевых мишеней спустя полгода после активации (см. рис. 2).

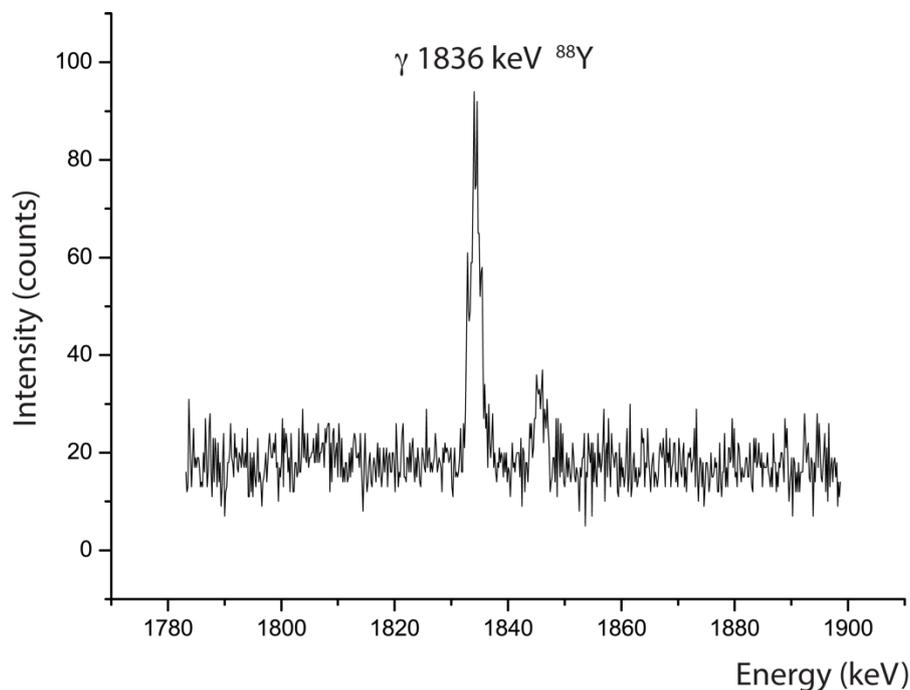


Рис. 2. Фрагмент спектра облученной мишени природного ниобия через полгода после активации.

На спектре можно увидеть незначительный выход ^{88}Y , дочернего изотопа ^{88}Zr . После перерасчетов с учетом периодов полураспада этих изотопов было получено, что вклад ^{88}Zr в активность мишени облученного ниобия составляет менее 10^{-3} от активности ^{89}Zr , а природного молибдена менее 10^{-4} .

Из наших данных можно оценить, что при облучении 1г естественного ниобия током 1 мкА в течении 1 часа образуется 300 кБк ^{89}Zr .

Заключение

В результате проведенных исследований были получены интегральные выходы ^{89}Zr после облучения природного ниобия и природного молибдена. Можно отметить, что полученные экспериментальные выходы значительно ниже выходов реакции получения ^{89}Zr на протонах ($^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr} \approx 200$ мб). Однако, использование тормозного гамма-излучения позволяет увеличивать массу исходных мишеней (на 2-3 порядка) по сравнению с используемыми мишенями на циклотронах.

Кроме того, после активации мишеней из природного молибдена и ниобия радиохимически достаточно легко отделить ^{89}Zr от смеси изотопов мишеней. Так как при облучении ниобиевых и молибденовых мишеней сначала образуется ниобий ^{89}Nb , который затем с периодом полураспада 1,9 ч распадается на ^{89}Zr , то возможно использование различных способов

получения ^{89}Zr – либо радиохимически выделять ^{89}Nb , который затем распадется на ^{89}Zr , либо сразу радиохимически выделять ^{89}Zr из смеси изотопов облученной мишени.

Таким образом, использование компактных ускорителей электронов, микротронов, открывает новые возможности получения ^{89}Zr в фотоядерных реакциях.

Список литературы

1. G.A. van Dongen, et al. «ImmunoPET: a navigator in monoclonal antibody development and applications» *Oncologist* 2007;12: 1379-89.
2. I. Verel, et al. «The promise of immuno-PET in radioimmunotherapy» *J Nucl Med* 2005; 46 Suppl 1: 164S-71S.
3. G.M. Dias, C.F. Ramogida, N.A. Zacchia, ^{89}Zr for antibody labeling and in vivo studies – A comparison between liquid and solid target production.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ РМ-55 НИИЯФ МГУ

С.С. Бельшев¹, Б.С. Ишханов^{1,2}, В.С. Кравченко¹, А.А. Кузнецов^{1,2},
Н.В. Шведун¹, В.В. Ханкин¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: vskravchenko1998@gmail.com

Цель настоящей работы модернизация ускорителя электронов НИИЯФ МГУ РМ-55 [1], которая позволит получать новые экспериментальные данные по фотоядерным реакциям на тормозных пучках гамма-квантов при энергиях электронов от 15 до 55 МэВ с шагом 5 МэВ.

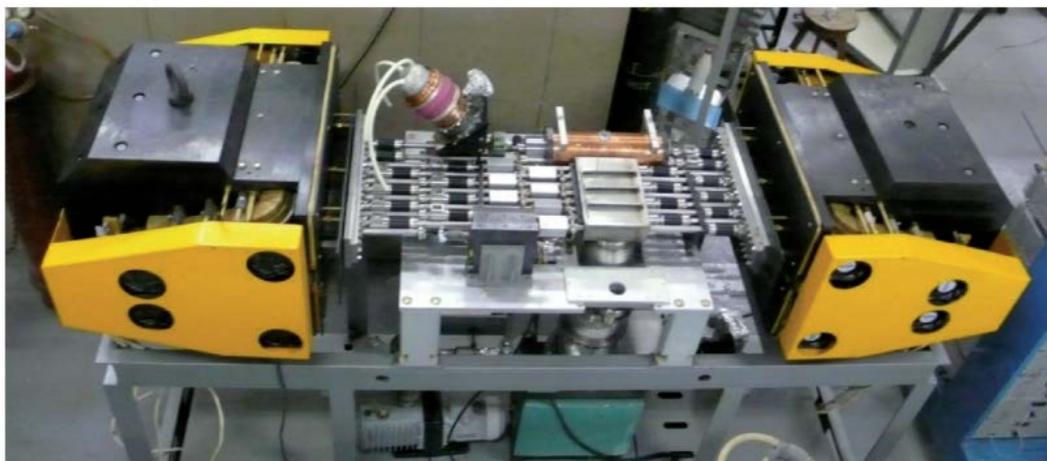


Рис.1 Фотография ускорителя РМ-55 НИИЯФ МГУ

Экспериментальные данные о фотоядерных реакциях необходимы во многих фундаментальных и прикладных исследованиях. В частности, сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций необходимы для ответа на вопрос о происхождении обойдённых ядер – самых лёгких стабильных изотопах химических элементов в процессе звездного нуклеосинтеза. Прикладные задачи, в которых используются фотоядерные реакции – задачи трансмутации ядерных отходов, создание пучков радиоактивных ядер и получение медицинских изотопов.

Фотоядерные реакции широко исследуются, начиная с 50-х годов 20 века. За это время был накоплено большое количество экспериментальных данных о фотоядерных реакциях. Большинство измерений было выполнено на пучках квазимонохроматических фотонов методом прямой регистрации нейтронов. Наибольший вклад в исследование фотоядерных реакций сделали две лаборатории: в Сакле (Франция) и Ливерморе (США). Данные, полученные в разных лабораториях, различаются друг от друга до 2-х раз. Это связано со сложностью использованной методики – разделения нейтронов по множественности. В связи с этим в 2015 году МАГАТЭ объявило координационное исследование по уточнению и оценке сечений фотоядерных реакций. В рамках этих исследований проводятся измерения сечений фотоядерных реакций на современных пучках квазимонохроматических фотонов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния (NewSubaru в

Японии). Измерения сечений в этих экспериментах основаны на прямой регистрации нейтронов, поэтому необходимы дополнительные измерения сечений, лишённые недостатков методов разделения нейтронов по множественности.

В НИИЯФ МГУ используется метод измерения выходов и сечений фотоядерных реакций на эквивалентный квант методом активационного анализа. Мишень из исследуемого материала облучается тормозным пучком гамма-квантов от ускорителей электронов. Количественные характеристики реакций измеряются по активности конечных продуктов реакции. Полученные результаты позволяют выявить источники систематических ошибок в других типах экспериментов. Так же активационный метод позволяет измерить выходы недоступных для других методов реакций, в частности, многонуклонных реакций с вылетом до 5 нейтронов и фотопротонных реакций. На данный момент выполнено совместное исследование фотоядерных реакций на изотопе ^{209}Bi учёными из НИИЯФ МГУ на ускорителе РМ-55 и в Японии на пучках обратного комптоновского рассеяния NewSubaru, сравнение в котором выполнялось по данным полученным в НИИЯФ при одной энергии электронного пучка – 55 МэВ [2].

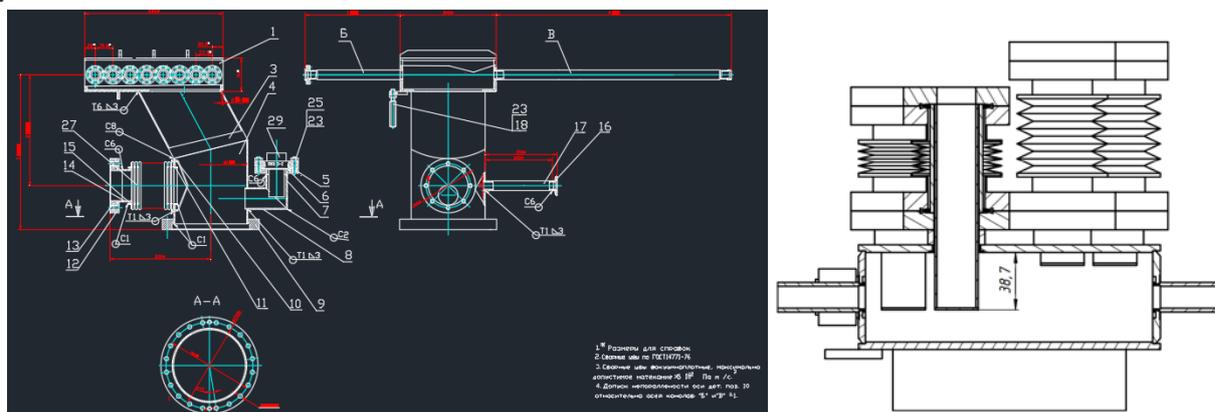


Рис.2. Чертеж действующей камеры (слева), модель измененной камеры со спущенными на орбиту образцами (справа).

Модификация камеры ускорителя позволяет измерить выходы реакций при нескольких значениях энергий электронного ускорителя. Это позволит делать более точные оценки сечений и изучить некоторые особенности взаимодействия гамма-квантов с веществом, в частности, явления изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса. Именно для этого производится модернизация ускорителя РМ-55 НИИЯФ МГУ, вследствие которой возможно помещать облучаемую мишень на разные орбиты ускорителя.

В рамках проекта будут внесены инженерные изменения в конструкции ускорителя. Новая сборка позволит помещать облучаемые образцы в ускорительную камеру без нарушения вакуума (рис. 2.). Таким образом, можно будет проводить облучение на орбитах микротрона с энергиями электронов 55, 50, 45, 40, 35, 30, 25, 20, 15 МэВ (рис. 3), в действующей версии вывод пучка есть только с последней орбиты с энергией 55 МэВ. 3D модель модифицированной вакуумной камеры представлена на рис.4.

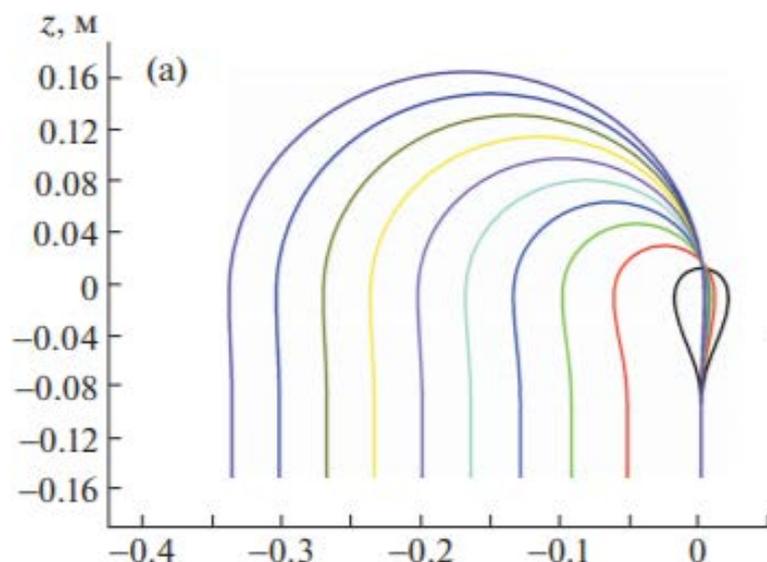


Рис.3. Схема орбит ускорителя РМ-55 НИИЯФ МГУ [1].

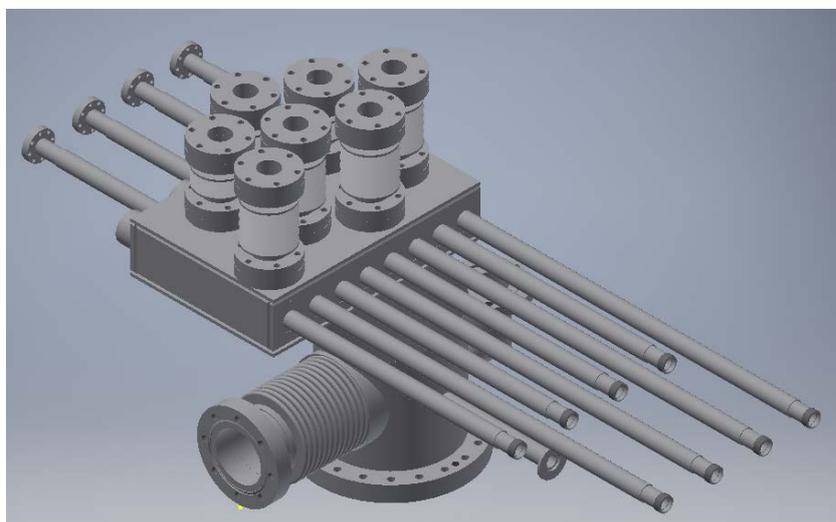


Рис. 4. Трехмерная модель ускорительной камеры в среде Inventor 2019

Для реализации проекта будут внесены следующие изменения в устройство ускорительной камеры (УК): увеличение УК, добавление 8 отверстий для систем спуска образца (ССО) и канавки для приварки ССО к УК. Сами ССО будут выполнены из 3 деталей стакана, сиффона и направляющей. Сиффон будет обеспечивать подвижность системы, стакан одновременно является тормозной мишенью и резервуаром для образца, направляющая ограничивает смещение сиффона, предотвращая критические деформации, а как следствие, потерю вакуума и поломку системы. На данном этапе для постановки экспериментов разрабатывается модель камеры ускорителя на GEANT4.

1. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин и др. Многоцелевой импульсный разрезной микротрон на энергию 55 МэВ. Приборы и техника эксперимента, 2, с.20–37, 2018.
2. I. Gheorghe, H. Utsunomiya, S. Katayama, et al. Photoneutron cross-section measurements in the $^{209}\text{Bi}(\gamma, \text{xn})$ reaction with a new method of direct neutron-multiplicity sorting. Physical Review C, 96(4), p. 044604, 2017.

НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ В РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ ПРОДУКЦИИ И МАТЕРИАЛОВ

У.А. Близнюк¹, П.Ю. Борщеговская¹, В.С. Ипатова¹, В.А. Леонтьев¹,
Ф.Р. Студеникин¹, А.П. Черняев^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр.2.

²Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: vleon-98@yandex.ru

Введение

В настоящий момент радиационные технологии, такие как применение ионизирующего излучения, широко используются в различных сферах промышленности. Обработка ионизирующим излучением проводится для материалов и объектов медицинского назначения с целью их стерилизации [1,2], для продуктов питания и сельскохозяйственной продукции – с целью обеспечения безопасности для потребителя, продления сроков хранения [3,4].

Для радиационной обработки материалов и продуктов применяют гамма-излучение радионуклидов Co-60 или Cs-137; рентгеновские лучи от искусственных источников (таких, как рентгеновские трубки); потоки ускоренных электронов от искусственных источников (в первую очередь ускорителей электронов) [2]. Для стерилизации медицинской продукции применяют облучение потоками гамма-частиц с энергией до 1,35 МэВ, пучками ускоренных электронов с энергиями 1-10 МэВ; диапазон значений поглощенных доз составляет 10-50 кГр [2]. На сегодняшний день радиационной обработке посредством облучения пучком ускоренных электронов подвергается более 250 наименований изделий медицинского назначения [1]. Радиационная стерилизация медицинских изделий применяется более чем для 50% (по объему) продукции одноразового применения, такой, как иглы, шприцы, бинты, вата, а также имплантаты [2].

Таким образом, является актуальным поиск новых возможностей применения радиационной обработки, как эффективной и безопасной технологии стерилизации продукции. В данной работе предполагается, что одним из таких видов продукции могут являться детские игрушки. На территории РФ и стран Таможенного союза детские игрушки должны отвечать требованиям ТР ТС 008/2011 [5]. Игрушка, гигиенические и/или микробиологические показатели которой не отвечают предъявляемым требованиям, является потенциально опасной. Она может оказать токсическое воздействие, послужить причиной инфекционного заболевания или вызвать аллергическую реакцию организма ребенка [6].

Целью данного исследования является экспериментальная проверка эффективности использования пучка электронов с энергией 9.5 МэВ для

стерилизации детских игрушек и поиск дозы облучения, гарантированно обеспечивающей микробиологическую безопасность продукции.

Материалы и методы

В качестве объекта исследования были выбраны мягконабивные игрушки, допущенные к использованию детьми в возрасте до трех лет. Лицевая поверхность игрушек была изготовлена из текстильных материалов, материал набивки - полиэфирные волокна, также в игрушках присутствовали элементы из пластмассы и металла. Перечисленные материалы являются наиболее распространенными при изготовлении детских игрушек.

В соответствии с Методами микробиологического контроля МУК 4.2.801-99 [7] были исследованы 15 образцов игрушек из отдельно взятой партии в 25 000 единиц с целью определения их микробиологических показателей. В ходе исследования выявлялось общее количество микроорганизмов (мезофилов, аэробов, факультативных анаэробов), количество дрожжей, дрожжеподобных и плесневых грибов, бактерий семейства энтеробактерии и патогенных стафилококков. Было выявлено превышение допустимого уровня количества микроорганизмов на поверхности испытанных образцов, которое могло возникнуть при полном или частичном нарушении условий хранения. Таким образом, образцы не соответствовали санитарным требованиям, предъявляемым к данному типу продукции. Далее для проведения обработки излучением были сформированы 5 наборов по 3 образца (игрушки), из которых один оставили в качестве контрольного. Усредненные микробиологические показатели всех 15 образцов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Микробиологические показатели образцов до облучения.

| Наименование показателя | Значение показателей, КОЕ в 1 г (1 см ² , 1 см ³) | |
|---|--|--------------------------------------|
| | по нормативным документам | результаты испытаний |
| Общее количество микроорганизмов (мезофилов, аэробов и факультативных анаэробов) | Не более 1×10^2 | $(3.4 \pm 0.2) \times 10^2$ |
| Дрожжи, дрожжеподобные, плесневые грибы | Отсутствие | $(0,7 \pm 0.1) \times 10^2$ |
| Бактерии семейства энтеробактерии | Отсутствие | Обнаружены у 5 образцов из 15 |
| Патогенные стафилококки | Отсутствие | Отсутствуют |

Обработка образцов ионизирующим излучением была проведена на базе промышленного центра антимикробной обработки ускоренными электронами «Теклеор». Игрушки подвергли воздействию пучка ускоренных электронов с энергией 9.5 МэВ. Их источником служил промышленный ускоритель электронов непрерывного действия УЭЛР-10-15-С-1 (средняя мощность пучка 1-15 кВт, ток пучка 400 мА, энергия электронов 7-10 МэВ, рабочая частота 2856 МГц, ширина полосы сканирования 40-60 см) [8], сертифицированный для обработки пищевой продукции и стерилизации материалов.

Обработка образцов проводилась в 4 различных дозах, по 3 образца для каждой дозы облучения, при мощности пучка 15 кВт. Для проведения

облучения отобранные образцы поместили в 1 слой в картонные коробки линейными размерами (45 x 36 x 41.5) см, коробка помещалась на конвейерную ленту. Пучок ускоренных электронов подавался со стороны нижней части коробки между роликами конвейерной ленты. На протяжении всего времени проведения эксперимента температура в помещении не превышала 20°C; значения относительной влажности воздуха были не выше 75%.

Для дозиметрического контроля облучения образцов были использованы дозиметрические пленки государственного стандартного образца СО ПД(Ф)Р-5/50 – сополимер с феназиновым красителем (диапазон поглощенных доз (5-50) кГр, диапазон энергии электронного излучения 0.3-10 МэВ, температура при облучении 15-40°C). Пленки помещались на дно картонной коробки, под облучаемые образцы. Доза, поглощенная пленками, впоследствии была определена по изменению их оптической плотности, измеренной на спектрофотометре ПЭ-5300ВИ (спектральный диапазон (325-1000) нм). Зависимость поглощенной дозы электронного излучения (D) от оптической плотности пленок (A) имеет вид $D = K \times A^B$, где D – поглощенная доза в воде электронного излучения в кГр, A – относительная оптическая плотность СО, измеренная на спектрофотометре на длине волны 512 нм, относительно необлученного образца, K – коэффициент пропорциональности в диапазоне 53-39, B – показатель степени в диапазоне 1.01-1.07. Поглощенная пленками доза составила соответственно (2.8±0.3) кГр, (9.9±1.2) кГр, (15.8±1.9) кГр и (26.3±3.2) кГр.

По завершении радиационной обработки облученные образцы подверглись транспортировке в испытательную лабораторию, где были исследованы их микробиологические и физико-химические показатели. Также обработанные образцы были протестированы на наличие остаточной (наведенной) радиоактивности.

Результаты исследования

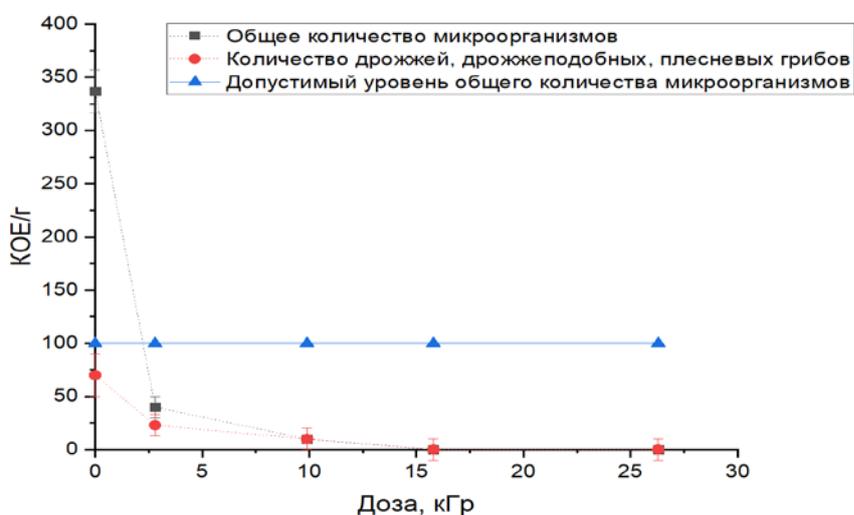


Рисунок 1. Микробиологические показатели необлученных и обработанных ускоренными электронами в различных дозах образцов.

На рисунке 1 представлены графики зависимости количества микроорганизмов на поверхности игрушек от поглощенной дозы.

В результате эксперимента было установлено, что игрушки из партии с нарушенными условиями хранения после обработки ускоренными электронами с энергией 9.5 МэВ с полученными на поверхности значениями доз в 9.9 кГр, 15.8 кГр, 26.3 кГр соответствуют требованиям ТР ТС 008/2011. При обработке образца с дозой на поверхности в 2.8 кГр не были уничтожены дрожжи, дрожжеподобные и плесневые грибы. Цвет и структура игрушек после обработки не изменились. Остаточная активность в облученных образцах отсутствовала.

На основании полученных результатов возможно признать, что после обработки в дозе от 9.9 кГр и более продукция вида «мягконабивные детские игрушки» соответствует требованиям ТР ТС 008/2011 «О безопасности игрушек», сохраняя при этом свои потребительские качества и являясь полностью безопасной для ребенка. Установлено, что дозы облучения от 9.9 кГр, позволяют гарантировать полную микробиологическую безопасность продукции.

После определения значения поглощенной дозы, которое обеспечивает микробиологическую безопасность игрушек при сохранении их потребительских свойств, была проведена обработка всей партии игрушек, хранившихся с нарушениями условий.

С помощью компьютерного моделирования с использованием кода GEANT 4 [9] была определена зависимость поглощенной дозы от глубины проникновения в облученных образцах. Игрушки, плотно заполняющие картонную коробку размерами (45 x 36 x 41.5) см, моделировались нейлоновым фантомом в форме прямоугольного параллелепипеда соответствующих размеров. На рисунке 2 представлена гистограмма распределения поглощенной дозы по слоям толщиной 1 см, при значении поглощенной дозы в контрольной точке (в дозиметрической пленке на поверхности игрушки, ближайшей к выходному отверстию ускорителя) в 15.8 ± 1.9 кГр.

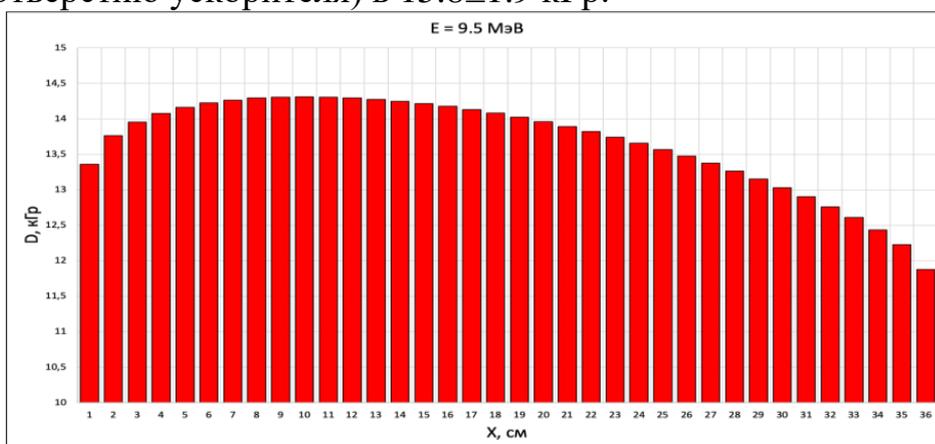


Рисунок 2. Гистограмма распределения дозы, поглощенной слоями нейлонового фантома, при облучении электронами с энергией 9.5 МэВ при дозе на поверхности фантома в 15.8 ± 1.9 кГр.

Как видно из рис. 2, значение дозы в 15.8 ± 1.9 кГр, полученное в контрольной точке, гарантирует минимальную дозу не менее 10 кГр в каждой точке коробки глубиной до 40 см. В соответствии с результатами эксперимента по облучению отдельных образцов такое дозовое распределение обеспечивает безопасность продукции в обрабатываемой партии.

Методика облучения партии игрушек соответствовала методике экспериментального исследования по поиску дозы, ингибирующей патогенную микрофлору продукции. Коробка полностью заполнялась игрушками, масса коробки составляла (4.38 ± 0.04) кг. По итогам обработки микробиологические показатели игрушек, обработанных в дозе 15.8 ± 1.9 кГр, соответствовали санитарным требованиям, предъявляемым к данному типу продукции, при этом их физико-химические параметры не изменились.

Выводы

Радиационная обработка детских игрушек высокоэнергетическими электронами – эффективный способ обеспечения их микробиологической безопасности для детей. Представляется перспективным выполнение экспериментальных исследований по определению диапазона между минимальной стерилизующей дозой и предельно допустимой дозой при обработке типовых материалов, используемых в промышленности при изготовлении детских игрушек. Это позволит разработать наиболее эффективную методику профилактической обработки различных детских игрушек.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (номер проекта № 18-016-00198 А).

Список литературы

1. Инновационные подходы к развитию радиационных технологий обработки биообъектов / У. А. Близнюк, В. М. Авдюхина, П. Ю. Борщеговская и др. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2018. – Т. 82, № 6. – С. 824–828.
2. Перспективы развития радиационных технологий в России / А.П. Черняев, С.М. Варзарь, А.В. Белоусов, М.В. Желтоножская, Е.Н. Лыкова. // Ядерная физика. – 2019. – Т. 82, № 5. – С. 425-439.
3. Р.М. Алексахин, Н.И. Санжарова, Г.В. Козьмин, А.Н. Павлов, С.А. Гераськин. Перспективы использования радиационных технологий в агропромышленном комплексе Российской Федерации // Вестник РАЕН. – 2014. – Т.14, №1. – С. 78-85.
4. H.-A. Nam, S.R. Ramakrishnan, J.-H. Kwon. Effects of electron-beam irradiation on the quality characteristics of mandarin oranges (*Citrus unshiu* (Swingle) Marcov) during storage // Food Chemistry. – 2019. – Vol. 286. – P. 338-345
5. Технический регламент Таможенного союза ТР ТС 008/2011 «О безопасности игрушек».
6. Состояние инфекционной заболеваемости у детей в Российской Федерации за 2016-2017 гг. / Ю.В. Лобзин, С.В. Рычкова, Н.В. Скрипченко, А.Н. Усков, В.В. Федоров. // Медицина экстремальных ситуаций. Медицина и здравоохранение. – 2018. – С. 253-261.
7. МУК 4.2.801-99 «Методы микробиологического контроля парфюмерно-косметической продукции»
8. Electron accelerators design and construction at Iomonosov moscow state university / V. I. Shvedunov, A. S. Alimov, A. N. Ermakov et al. // Radiation Physics and Chemistry. – 2019. – Vol. 159. – P. 95-100.
9. <http://www.geant4.org/geant4/>, 2019

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ПОПУЛЯЦИЙ БАКТЕРИЙ В РЫБНОМ ФАРШЕ ПОСЛЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ

У.А. Близнюк¹, П.Ю. Борщеговская¹, В.С. Ипатова¹, В.А. Леонтьев¹,
Ф.Р. Студеникин¹, А.П. Черняев^{1,2}

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины,
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: ipatova.vs15@physics.msu.ru

Введение

На сегодняшний день задача обеспечения безопасности и качества продуктов питания является актуальной. Несоответствие продуктов санитарно-гигиеническим нормам, связанные с микробной обсемененностью, может оказать токсическое воздействие и послужить причиной инфекционных заболеваний [1].

Одним из наиболее эффективных и безопасных методов обработки пищевой продукции, позволяющим резко снизить или даже исключить использование химических препаратов, является применение радиационных технологий обработки [2]. Такая обработка основана на поражающем действии ионизирующего излучения на ключевые структуры микроорганизмов, приводящее к подавлению их размножения и гибели [3], тем самым позволяя снизить содержание микроорганизмов в продуктах питания до безопасного уровня [2,4,5].

Сложность жизненного цикла микроорганизма как биологической системы предопределяет многообразие радиобиологических эффектов. Представляется интересным исследование воздействия ионизирующего излучения на микроорганизмы, находящиеся в различных продуктах, с целью установления зависимости выживаемости патогенных бактерий от параметров радиационной обработки продуктов питания [6]. В популяционной биологии теоретические позиции, лежащие в основе большинства современных математических моделей, закладывались в работах Лотка и Вольтерра [7]. Начиная с 60-х годов XX в., во многих публикациях предлагаются и исследуются модели, в которых используются различные функции, описывающие взаимодействие популяций [8,9].

Целью настоящей работы являлось математическое описание результатов экспериментального исследования изменения с течением времени количества бактерий в фарше форели после проведения его радиационной обработки электронами с энергией 1 МэВ.

Материалы и методы

В качестве объекта исследования использовали форель радужную охлажденную. К измельченному мясу форели добавляли физиологический

раствор в соотношении 1:3 и гомогенизировали до получения однородной суспензии. Гомогенат фарша мяса форели объемом 0,5 мл помещали в стерильные пластиковые пробирки типа Эппендорф объемом 2 мл.

Облучение образцов в дозах: 0,25 кГр, 0,5 кГр, 1 кГр, 3 кГр и 6 кГр проводилось на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ и средней мощностью пучка 25 кВт, разработанного в НИИЯФ МГУ им. Д.В. Скобелцына. Все эксперименты проводились при температуре 18°C, температура облучаемой пластины, на которую помещались образцы во время облучения, составляла 12°C.

После проведения радиационной обработки каждые три дня осуществлялся мониторинг микробиологических показателей облученных и контрольных образцов, которые хранились в течение 15 суток при температуре 4°C. Расчет количества жизнеспособных клеток происходил в КОЕ/г.

На рис.1 представлен график экспериментальной зависимости количества жизнеспособных клеток в образцах с гомогенатом, облученным в пяти различных дозах, и в контрольных необлученных образцах в зависимости от времени после обработки.

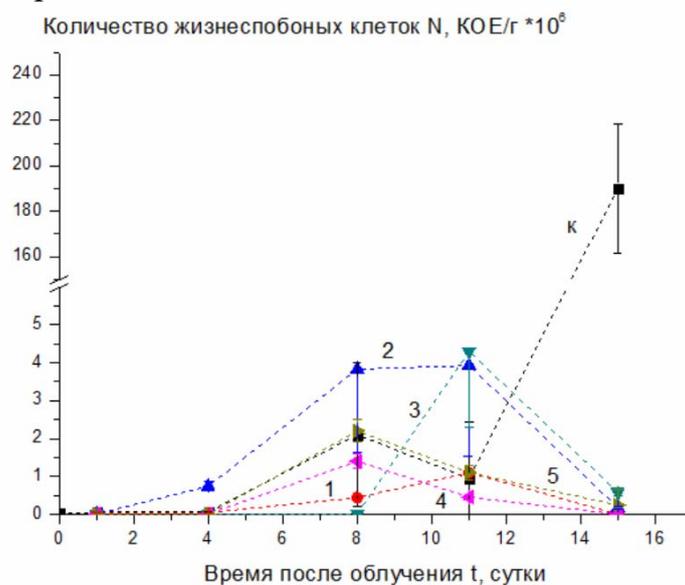


Рисунок 1. Зависимость общего количества жизнеспособных клеток в образцах, облученных ускоренными электронами в дозах 0 Гр (к), 0,25 кГр (1), 0,5 кГр (2), 1 кГр (3), 3 кГр (4), 6 кГр (5), от времени после проведения обработки.

По результатам мониторинга микробиологических показателей фарша форели было получено, что спустя 15 суток хранения гомогената обсемененность контрольных образцов почти в 200 раз превысила предельно допустимый показатель количества микроорганизмов, в то время как показатели образцов, облученных в диапазоне доз (0,25 - 6) кГр, лежали в пределах (10^5 - 10^6) КОЕ/г. Однако, с 8 по 11 сутки наблюдались относительные флуктуации количества клеток в образцах, в том числе и в контрольных. Зависимость общего количества жизнеспособных клеток в образцах, облученных ускоренными электронами, от времени носила немонотонный характер.

В данной работе мы привели математическое моделирование результатов эксперимента, с целью описания флуктуаций экспериментальных данных.

Математическое моделирование

Математическое описание поведения кривых выживаемости бактерий в условиях рыбного фарша, обработанного электронами в различных дозах, базировалось на основе классической соревновательной модели Лотки-Вольттера [7].

Исходя из немонотонного поведения экспериментальных зависимостей количества бактерий от времени после облучения (рис.1), можно сделать предположение о наличии как минимум двух популяций. Однако, для упрощения системы, рассмотрим закрытое пространство, в котором существуют только две популяции бактерий. Запишем систему уравнений, описывающих поведение двух изолированных популяций на ограниченной питательной среде в течение времени t :

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = \alpha_1 N_1 (F - b_1 N_1 - b_2 N_2) + g_1 N_1 N_2 \\ \frac{dN_2}{dt} = \alpha_2 N_2 (F - b_1 N_1 - b_2 N_2) + g_2 N_1 N_2, \\ \frac{dF}{dt} = \gamma (b_1 N_1 - b_2 N_2) \end{cases} \quad (1)$$

где N_i – общее количество бактерий в популяции типа i , α_i – коэффициент размножения популяции i -ого типа, b_i – коэффициент, характеризующий скорость потребления питательных веществ бактерией, F – безразмерная величина, пропорциональная среднему количеству питательных веществ, находящихся в области досягаемости для одной клетки, γ – коэффициент скорости уменьшения количества питательных веществ за счет их потребления бактериями, g_i – коэффициент, описывающий характер взаимодействия популяций, а его модуль – интенсивность, $i = 1, 2$.

В ходе аппроксимации экспериментальных данных (рис. 1) с помощью системы (1), был сделан вывод о возможности наложения ограничений на значения параметров модели.

Перепишем систему уравнений (1) в упрощенном виде с учетом ограничений:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = \alpha_1 N_1 (F - b_1 N_1) + g_1 N_1 N_2 \\ \frac{dN_2}{dt} = \alpha_2 N_2 \\ \frac{dF}{dt} = -\gamma b_1 N_1 \end{cases}$$

и решим дифференциальное уравнение для N_2 .

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = \alpha_1 N_1 (F - b_1 N_1) + g_1 N_1 N_2, \\ N_2(t) = N_2(t_0) \exp(\alpha_2(t - t_0)) \\ \frac{dF}{dt} = -\gamma b_1 N_1 \end{cases} \quad (2)$$

Не ограничивая общности, положим $F(t_0)=1, \gamma=1$.

Таким образом, для того чтобы полностью задать модель, необходимы значения следующих параметров: $N_1(t_0), N_2(t_0), \alpha_1, \alpha_2, b_1, g_1$.

Исходя из экспериментальных данных, для каждой дозы и контрольных образцов можно использовать 6 экспериментальных точек $N_i(t_i)$, соответствующих измерениям количества жизнеспособных клеток в фарше через каждые 3 суток после проведения обработки, что позволяет записать систему из 6 уравнений:

$$G_i = N_1(t_i, N_1(t_0), N_2(t_0), \alpha_1, \alpha_1, b_1, g_1) + N_2(t_i, N_1(t_0), N_2(t_0), \alpha_1, \alpha_1, b_1, g_1) - y_i = 0$$

где $i=1, 2, \dots, 6$.

Для решения системы (2) с учетом погрешностей экспериментальных данных использовался метод наименьших квадратов с весами, где в качестве весов служили погрешности измерений количества клеток. В таблице приведены рассчитанные параметры для контроля и разных доз облучения.

Таблица. Данные параметров, входящих в систему уравнений (2), для описания зависимостей необлученных клеток и облученных в различных дозах от времени после проведения облучения.

| Доза, кГр | $N_1(t_0)$, КОЕ/г | $N_2(t_0)$, КОЕ/г·10 ⁻⁷ | α_1 , 1/сутки | α_2 , 1/сутки | b_1 г/КОЕ | g_1 , г/(КОЕ·сутки) |
|-----------|--|-------------------------------------|----------------------|----------------------|-------------|-----------------------|
| 0 (к) | $6 \cdot 10^{-5}$ | 6,01 | 1,77 | 1,30 | 0,2 | 25,9 |
| 0,25 | $0,81 \cdot 6 \cdot 10^{-5}$ | 0,451·6,01 | 0,7·1,77 | 0,61·1,30 | 2,0·0,2 | 1,01·25,9 |
| 0,5 | удовлетворительное решение не было найдено | | | | | |
| 1 | $0,74 \cdot 6 \cdot 10^{-5}$ | 0,452·6,01 | 0,77·1,77 | 0,59·1,30 | 0,6·0,2 | 0,99·25,9 |
| 3 | $0,42 \cdot 6 \cdot 10^{-5}$ | 0,449·6,01 | 1,77 | 0,595·1,30 | 0,2 | 0,98·25,9 |
| 6 | $0,25 \cdot 6 \cdot 10^{-5}$ | 0,45·6,01 | 0,9·1,77 | 0,58·1,30 | 1,25·0,2 | 1,02·25,9 |

Исходя из данных, представленных в таблице 1, была построена математическая модель количества жизнеспособных клеток, облученных в различных дозах, от времени после облучения. В качестве примера работы модели ниже приведен график для контрольных образцов (рис.2).

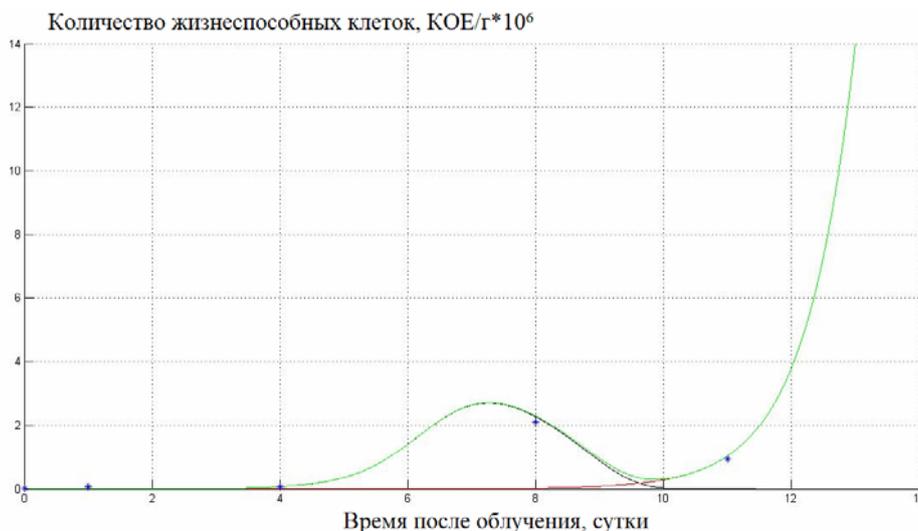


Рисунок 2. Математическая модель, основанная на результатах мониторинга микробиологических показателей от времени наблюдения. Черная кривая – бактерии типа 1, красная кривая – бактерии типа 2, зеленая кривая – суммарная кривая бактерий 1+2.

Из рис. 2 видно, что подбор параметров, построенной математической модели, был сделан корректно. Так же был построен график зависимости относительного числа количества выживших бактерий от дозы на первые сутки после облучения (рис.3).

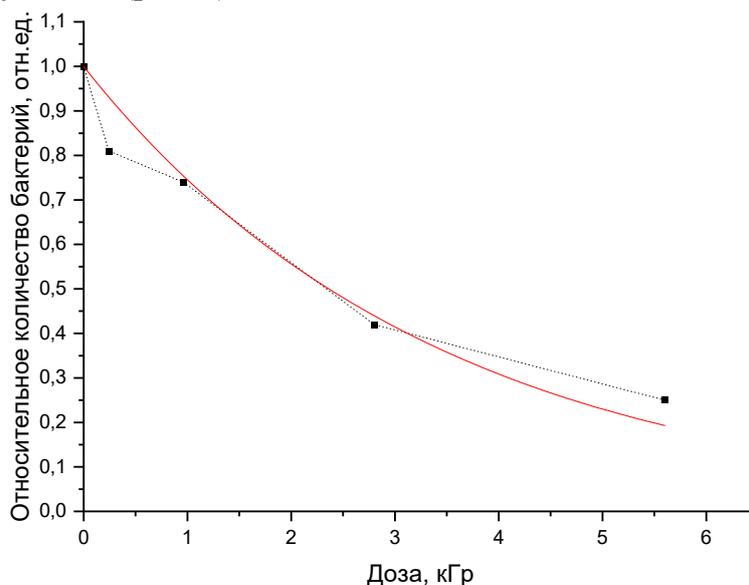


Рисунок 2. Зависимость относительного количества бактерий в образцах, от дозы на первые сутки после облучения.

Из рис.3 видно, что количество выживших бактерий популяции $N_1(t_0)$ монотонно снижается с увеличением дозы, что соответствует экспериментально полученной зависимости количества жизнеспособных клеток от дозы облучения, которая хорошо аппроксимируется функцией вида e^{-aD} , где a – константа, D – доза. Параметры $N_2(t_0)$ и α_2 , практически не меняются в диапазоне доз 0,25 - 6 кГр. Это можно объяснить тем, что за второй популяцией бактерий может скрываться два вида бактерий. При облучении один из этих видов практически полностью подавляется, второй же относительно не чувствителен к излучению. Таким образом, в сумме общее количество бактерий двух популяций не меняется, при этом их общая скорость

размножения от дозы так же остается постоянной, так как один вид практически исчезает, а скорость размножения другого от дозы не зависит. Коэффициент α_1 при дозах 0,25 кГр и 1 кГр незначительно уменьшается, а затем с увеличением дозы возрастает. Можно предположить, что при малых дозах повреждения, наносимые клеткам излучением, отрицательно влияют на скорость роста численности, но не являются смертельными. При больших дозах практически все поврежденные клетки погибают, тем самым не уменьшая скорость роста популяции. Коэффициент g_1 , характеризующий изменение численности обеих популяций за счет их взаимодействия, практически не изменился, что говорит о том, что интенсивность взаимодействий мало зависит от дозы. Характер зависимости величины b_1 носит нелинейный характер, при дозе 0,25 кГр он увеличивается, что может говорить о специфическом ответе бактерий на относительно небольшое воздействие ионизирующим излучением, затем уменьшается с увеличением дозы, а при дозе 6 кГр возрастает, что может быть связано с тем, что при больших дозах остаются только самые сильные бактерии из популяции, скорость потребления ими питательных веществ возрастает.

Предложенная математическая модель, основанная на классической модели «хищник-жертва», описывающая изменение численности двух видов популяций бактерий, находящихся в условиях ограниченного питательного ресурса, от времени после воздействия различных доз ионизирующего излучения, хорошо согласуется с экспериментально полученными зависимостями изменения количества жизнеспособных клеток в рыбном фарше после обработки ускоренными электронами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-016-00198а.

Список литературы

1. Л.В. Красникова, П.И. Гунькова, О.А. Савкина Общая и пищевая микробиология: Учеб. пособие. Часть II.– СПб.: Университет ИТМО, 2016. 127 с.
2. Г.В. Козьмин, С.А. Гераськин, Н.И. Санжарова Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности. Обнинск: ВНИИРАЭ, 2015. 400 с.
3. Р.М. Алексахин и др. Перспективы использования радиационных технологий в агропромышленном комплексе Российской Федерации // Вестник Российской Академии Наук, 2014. № 1. С. 78–85.
4. Т.В. Чиж, Г.В. Козьмин, Л.П. Полякова, Т.В. Мельникова Радиационная -обработка как технологический прием в повышении уровня продовольственной безопасности // Вестник РАЕН, 2011. №4. С. 44-49.
5. Кодекс Алиментариус. Облученные продукты питания. М.: Весь мир, 2004. 26 с.
6. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: сборник докладов международной научно-практической конференции, Обнинск, 26-28 сентября 2018 г. Обнинск: ФГБНУ ВНИИРАЭ, 2018. – 356 с.: ил.
7. В. Вольтерра Математическая теория борьбы за существование / пер. с фр. О. Н. Бондаренко. Москва; Ижевск: Ин-т компьютер. технологий, 2004. 288 с.
8. М.Ф. Романов, М.П. Федоров Математические модели в экологии. СПб.: Иван Федоров, 2003. 240 с.
9. Г.Ю. Ризниченко, А.Б. Рубин Биофизическая динамика продукционных процессов. Москва; Ижевск: Ин-т компьютер. технологий, 2004. 464 с.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ СТАТИСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Г.И. Быхало¹, В.Н. Орлин², К.А. Стопани²

¹ *Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова;*

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

E-mail: gi.bykhalo@physics.msu.ru

Фотоядерные реакции, т. е. ядерные реакции, протекающие под действием гамма-квантов, играют важную роль во многих природных и технических процессах, таких как фотодиссоциация нуклидов при высоких температурах в ходе звездных процессов горения или генерация потоков нейтронов в результате взаимодействия ускоренных пучков заряженных частиц с веществом. Фактически, во всех случаях, когда энергии взаимодействующих со средой частиц превышают величину нуклонного порога, можно говорить о протекании фотоядерных реакций, вызванных, например, тормозным излучением. Детальный учет вклада фотоядерных реакций на различных изотопах является важным фактором, оказывающим влияние на точность оценок тех или иных характеристик при практическом рассмотрении целого ряда явлений. Интерес к фотоядерным реакциям вызван потому, что, с одной стороны, свойства электромагнитного поля хорошо изучены и точно известен механизм передачи энергии от налетающего γ -кванта исследуемому ядру. В таких реакциях проще отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц. В то же время экспериментальные данные о сечениях фотоядерных реакций являются неполными. Измерены лишь сечения наиболее простых реакций (γ, n) на части стабильных изотопов. Экспериментальная информация о реакциях с вылетом нескольких частиц, в особенности с вылетом протонов, и о реакциях на нестабильных ядрах является весьма ограниченной. В этой связи большую роль играют расчетные модели, позволяющие получить теоретическую оценку сечений и спектров вылетающих частиц в фотоядерных реакциях.

Величина сечений фотоядерных реакций достигает наибольшего значения в области средних и тяжелых ядер при энергиях фотона, близких к энергии гигантского дипольного резонанса. В этих условиях (т. е. при $A > 40$ и $B_n \leq E_\gamma \leq B_\pi$, где B_n — порог отделения нуклона, а B_π — порог рождения пионов) фотоядерные реакции успешно описываются в рамках статистического подхода, основанного на модели составного ядра Бора.

Реакция разбивается на две независимые фазы — исходное поглощение фотона ядром, приводящее к формированию составной системы, и последующий распад данной системы с вылетом различных частиц. В докладе рассматривается реализация этого подхода в пакетах моделирования ядерных реакций TALYS [1] и КМФР [2], отличающихся друг от друга выбором моделей процессов на разных стадиях реакции.

В рассматриваемой области энергий исходное поглощение фотона приводит в основном к формированию коллективного резонансного состояния, среди

которых наиболее интенсивным является гигантский дипольный резонанс (ГДР). Также значительную роль играют возбуждение гигантского квадрупольного (ГКР) и квазидейтронных (КД) резонансов. Эти резонансные состояния являются состояниями коллективного движения, образующимися из входного состояния, представляющего собой когерентную сумму одночастичных возбуждений. Таким образом, для описания процесса фотопоглощения в расчетной модели фотоядерных реакции необходимо определить характеристики этих резонансов: их энергии, ширины и амплитуды. Частично эта информация может быть взята из существующих баз данных либо найдена путем вычисления с помощью моделей поверхностных вибраций.

Распад промежуточного резонансного состояния происходит в результате его термализации, т. е. перераспределения его энергии по все более сложным частично-дырочным конфигурациям и итогового установления статистического равновесия в возбужденной нуклонной системе. Испускание частиц из равновесного состояния может описываться одной из испарительных моделей. При этом важнейшую роль играют используемые выражения плотностей уровней конечного ядра. Достижению фазы статистического равновесия предшествует постепенный процесс хаотизации, во время которого также возможен вылет частиц (предравновесная стадия реакции).

Отметим, что описанная универсальная схема применима для вычисления сечений реакций различных типов, идущих при доминировании статистического механизма. Однако для точного учета особенностей фотоядерных реакций ее недостаточно. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что для реалистичного воспроизведения сечений реакций с вылетом протонов необходимо учитывать эффекты сохранения изоспина и оболочечной структуры входного состояния. Приближенное сохранение изоспина в фотоядерных реакциях приводит к так называемому изоспиновому расщеплению ГДР, причем вылет нейтронов из $T_{>}$ -ветви подавляется. Что касается влияния структуры входного состояния, то оно сказывается на первом этапе предравновесного процесса, описывающем полупрямой вылет частиц из входного состояния, и также может приводить к существенному увеличению выхода фотопротонов.

На практике сформулированная комбинация теоретических моделей позволяет хорошо воспроизвести разнообразные индивидуальные характеристики конкретных экспериментальных сечений. Как правило, рассчитанные значения интегральных сечений парциальных реакций с хорошей точностью согласуются с данными. С несколько меньшей точностью оценивается форма энергетических зависимостей сечений.

Пример сравнения рассчитанных с помощью КМФР сечений реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ на изотопах олова ^{116}Sn - ^{124}Sn с экспериментальными данными представлен на Рис. 1.

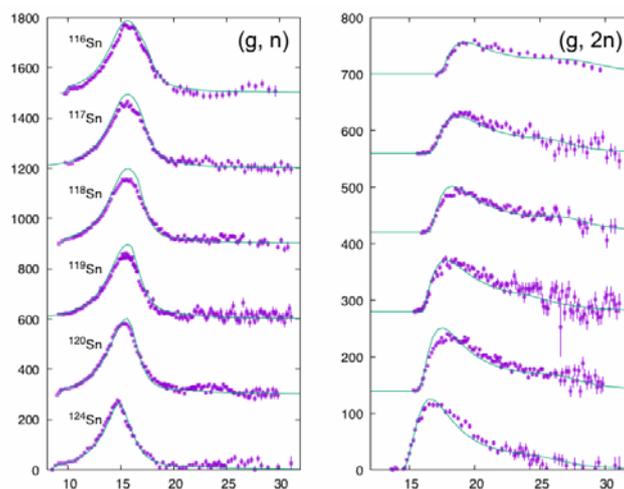


Рис. 1. Сравнение сечений реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ на изотопах олова, рассчитанных с помощью КМФР, с экспериментальными данными [3].

В докладе приводится описание теоретических моделей, входящих в состав TALYS и КМФР, и сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов в широком диапазоне массовых чисел. Публично-доступная версия КМФР была представлена в 2019 г.

1. A.J. Koning, S. Hilaire, and M.C. Duijvestijn, "TALYS-1.0," in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007, May 22 - 27, 2007, Nice, France*, editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray, EDP Sciences, 2008, p. 211—214.
2. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЯФ **78**, 601 (2015).
3. S.C. Fultz *et al.*, PR **186**, 1255 (1969).

РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОРАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

С.С. Бляхарский, Я.С. Бляхарский, А.Б. Надирадзе

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

E-mail: nadiradze@mai.ru

Введение

На высоких орбитах космический аппарат (КА) подвергается воздействию электронов высоких энергий, что приводит к его электризации [1]. Присутствие на поверхности КА разнородных материалов ведет к дифференциальной зарядке и, как следствие, к возникновению электростатических разрядов (ЭСР), создающих помехи для бортовой аппаратуры [1].

На КА с электроракетными двигателями (ЭРД) проблема электризации осложняется тем, что в момент включения двигателя вокруг КА возникает плотное плазменное облако, в котором происходит быстрая релаксация поверхностного заряда КА. В процессе релаксации заряда могут возникать условия для возникновения мощных поверхностных ЭСР, способных приводить к сбоям в работе бортовой аппаратуры и деструкции материалов.

В связи с этим возникает вопрос о механизмах взаимодействия плазмы ЭРД с заряженной поверхностью КА и возможности возникновения ЭСР в моменты включения двигателя.

Постановка задачи и методика эксперимента

В настоящее время принято считать, что при взаимодействии ионов с заряженной поверхностью диэлектрика релаксация заряда происходит в результате процессов вторичной ион-электронной эмиссии. При этом интегральный коэффициент нейтрализации (отношение полного заряда ионов, попавших на поверхность, к величине накопленного заряда) близок к единице. Имеющиеся данные косвенно подтверждают это утверждение. Однако динамика процесса релаксации заряда до настоящего времени не исследовалась, поэтому вопрос о механизмах релаксации заряда пока остается открытым.

Сложность экспериментального исследования этих процессов обусловлена малыми временами релаксации заряда, которая (при типичных уровнях заряда и плотности плазмы) составляет единицы микросекунд. Исходя из этого основной задачей эксперимента являлось измерение параметров плазмы и потенциала заряженной поверхности в процессе ее нейтрализации.

Схема эксперимента представлена на рисунке 1. Образец 9 установлен на чашке 12, выполненной из алюминия. Зарядка образца производится потоком электронов, эмитируемым электронной пушкой 1. Плотность тока электронов регистрируется цилиндром Фарадея 7. Потенциал образца измеряется датчиком напряженности поля (ДЭП) вибрационного типа 4. После того, как потенциал достигает равновесного состояния, включается источник плазмы 22, который расположен на некотором расстоянии от образца и отделен от него экраном 21 для снижения плотности ионного тока на образец. В качестве источника плазмы

использован ускоритель холловского типа [2], работающий на ксеноне. Контроль потока ионов на образец производится плоским зондом Ленгмюра 18. При включении источника ионов наблюдается резкое изменение потенциала, которое ДЭП в силу своей инерционности зафиксировать не может. Поэтому внутри чашки под образцом на расстоянии 1 мм расположен электрод 10, который предназначен для регистрации быстрых изменений потенциала образца. Этот электрод представляет собой обкладку конденсаторного датчика потенциала, который регистрирует изменения потенциала образца по величине тока смещения, индуцированного на электроде. Электрод надежно защищен от воздействия плазмы.

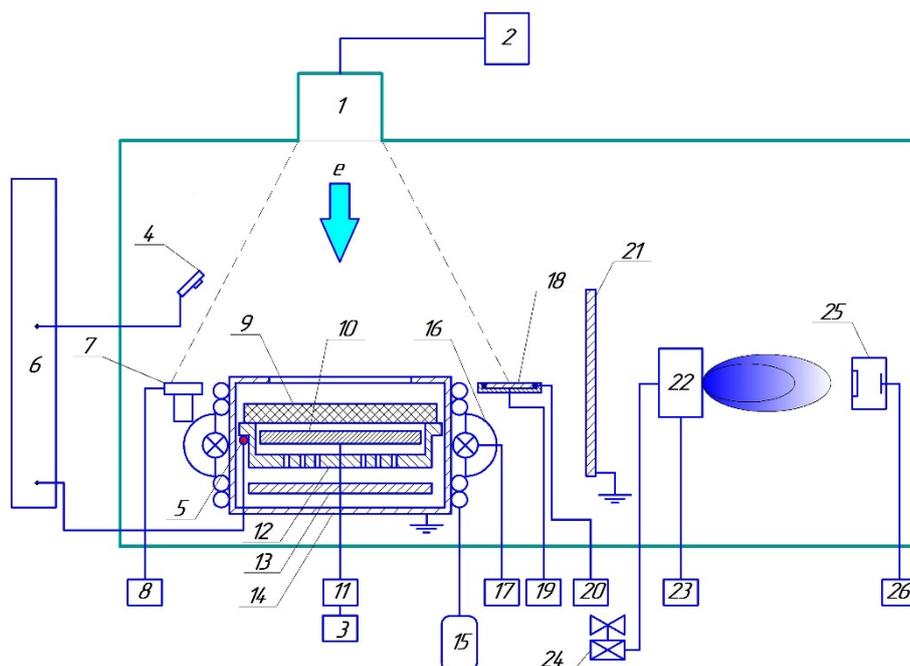


Рисунок 1 - Схема экспериментальной установки: 1 - электронная пушка; 2 – блок питания-управления электронной пушкой; 3 – осциллограф Tektronix DPO 3034; 4 - датчик напряженности электрического поля (ДЭП-АД); 5 - термосопротивление ТСП-2000; 6 - автоматизированная система управления экспериментом; 7 - цилиндр Фарадея; 8 - вольтметр-электрометр универсальный В7-30; 9 – образец; 10 – электрод (обкладка конденсаторного датчика потенциала); 11 – Преобразователь ток-напряжение; 12 – «чашка»; 13 – экран; 14 – криобокс системы охлаждения; 15 - сосуд Дьюара с жидким азотом; 16 - нагревательный элемент (галогенная лампа); 17 - Источник питания АКТАКОМ APS-3103; 18 – плоский зонд Ленгмюра с охранным кольцом; 19 - тикоамперметр Keithley 6485; 20 –Блок питания; 21 – перегородка; 22 – источник плазмы ВП-30; 23 – Высоковольтный блок питания FUG НСР 35-3500; 24 – система подачи ксенона; 25 – односеточный зонд; 26 - Вольтметр универсальный В7-21А

Температурный режим образца обеспечивается следующим образом.

Чашка с образцом помещена в термоконтейнер 14. Охлаждение термоконтейнера производится путем пропускания по припаянным к нему трубкам жидкого азота. Подача жидкого азота осуществляется из дьюаров 15 с вытеснительной системой подачи. Нагрев криобокса производится галогенными лампами 16. Температура образца фиксируется термосопротивлением 5.

Результаты и их обсуждение

В качестве образца использовался диск из фторопласта марки Ф4Д толщиной 4 мм.

Зависимость накопления заряда образцом представлена на рисунке 2. Видно, что кривая зарядки имеет экспоненциальный характер и ее можно аппроксимировать функцией:

$$U(t) = U_{max} \left(1 - \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{зар}} \right\} \right) \quad (1)$$

где U_{max} - предельное значение потенциала (равновесное значение); $\tau_{зар}$ - постоянная времени зарядки; t - время.

Аппроксимируя кривую зарядки (см. рисунок 2) зависимостью (1), определяют значения U_{max} и $\tau_{зар}$.

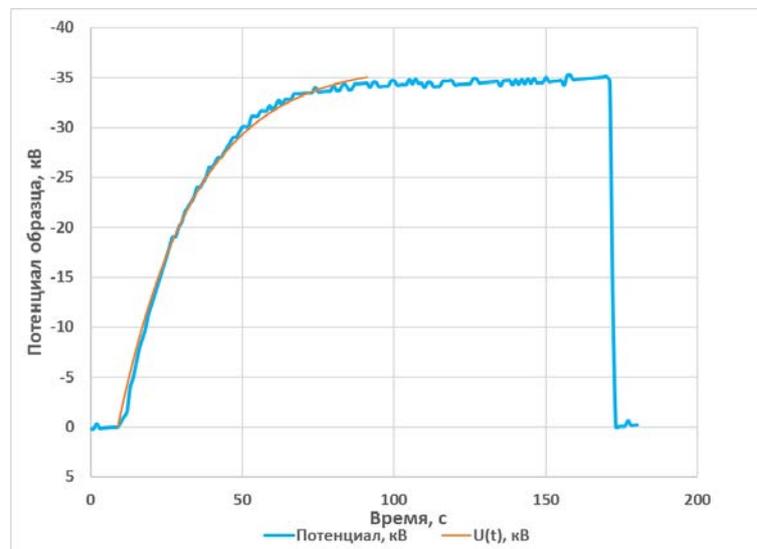


Рисунок 2 - Динамика зарядки образца (по показаниям ДЭП)

Измеренная величина тока индукции $I_D(t)$ приведена на рисунке 3.

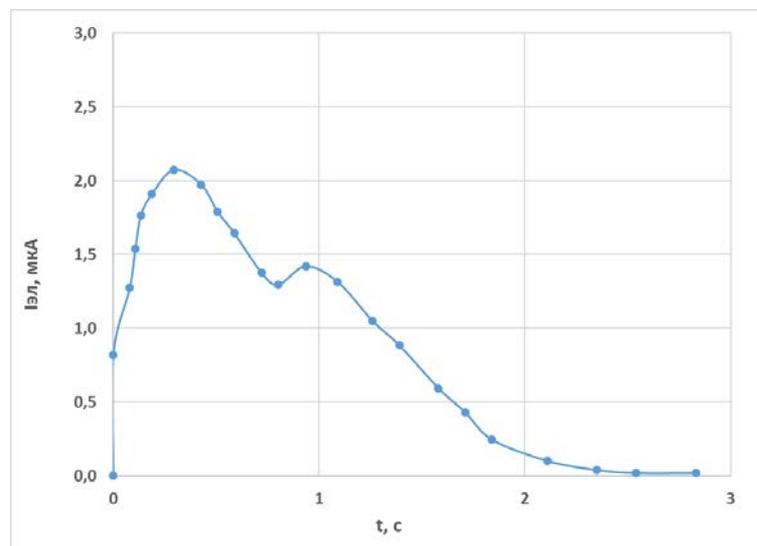


Рисунок 3 - Динамика изменения тока смещения (по показаниям конденсаторного датчика)

По этой кривой можно восстановить зависимость потенциала образца от времени $U(t)$ (см. рисунок 4), используя соотношение:

$$U(t) = U_{max} - \frac{1}{C_D} \int_0^t I_D(t) dt \quad (2)$$

где C_D – эквивалентная емкость между электродом и заряженной поверхностью образца, определяемая при калибровке конденсаторного датчика потенциала.

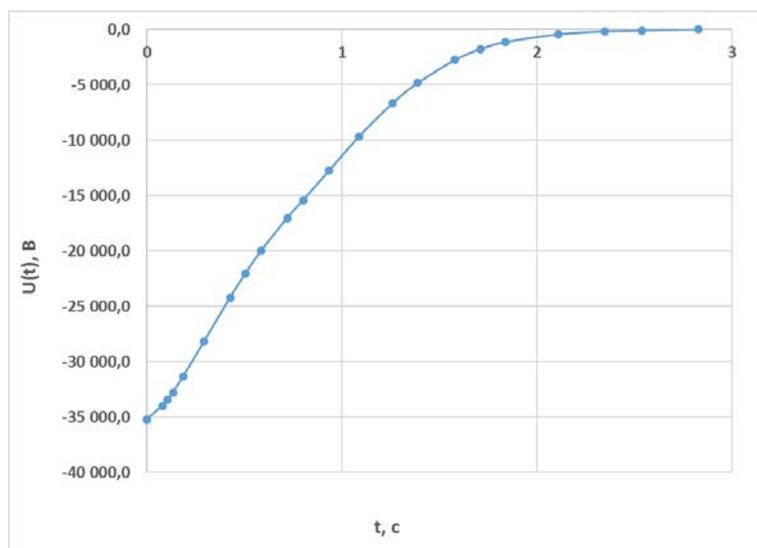


Рисунок 4 - Динамика изменения потенциала поверхности образца (по показаниям конденсаторного датчика)

Из рисунка 4 видно, что процесс разрядки образца составляет около 1-2 секунд. Это достигается тем, что источник ионов размещен на большом расстоянии от образца и отделен от него металлическим экраном, экранирующем потоки ионов на образец.

Полный ионный ток в зависимости от напряжения на образце измеряется в отдельном эксперименте путем подачи на образец постоянного напряжения в диапазоне 0...1,5 кВ. Ионный ток при больших напряжениях, в соответствии с теорией зондовых измерений [3,4], экстраполируется зависимостью:

$$I_i = I_{нас} \left(1 - \frac{e|\varphi_{пов}|}{kT_e} \right) \quad (3)$$

$$I_{нас} = 0,8en_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} S_{пов}$$

где e - заряд электрона; $\varphi_{пов}$ - потенциал поверхности образца; k - постоянная Больцмана; T_e – температура электронов; n_0 - концентрация невозмущенной плазмы; m_i - масса иона; $S_{пов}$ – площадь поверхности образца.

Через производную $\frac{dU(t)}{dt}$ на кривой разряда оценивают полный ток нейтрализации накопленного заряда:

$$I_H(t) = C_S \cdot \left(\frac{dU(t)}{dt} \right)_{\text{разр}} \quad (4)$$

где C_S - эквивалентная емкость образца, определяемая по формуле

$$C_S = \frac{I_e \cdot \tau_{\text{зар}}}{U_{\text{max}}} \quad (5)$$

где I_e – полный ток электронов на поверхность образца, измеренный в эксперименте.

На рисунке 5 представлена зависимость I_H от U (отображение кривых $I_H(t)$ и $U(t)$ в различные моменты времени на плоскость (I_H, U)). Там же приведена зависимость полного ионного тока от напряжения на образце.

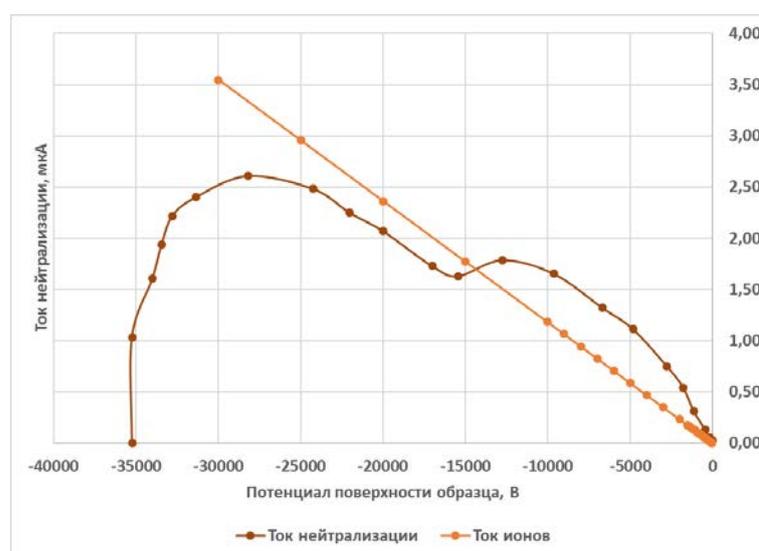


Рисунок 5 - Кривая снятия накопленного заряда

Нелинейный характер кривой тока нейтрализации на рисунке 5 указывает на то, что механизм релаксации накопленного заряда более сложный, чем было принято считать ранее. Нелинейность данного процесса может быть связана с наличием в поверхностных слоях радиационно-заряженного диэлектрика двойного слоя положительных и отрицательных зарядов. Возможно, что в начальный момент времени электроны диффундируют к поверхности, а нейтрализация происходит за счет вторичной ион-электронной эмиссии. В некоторый момент времени электроны подходят к поверхности настолько близко, что начинают участвовать в процессах эмиссии и рекомбинации накопленных дырок. Интенсивность релаксации зарядов при этом возрастает.

1. Л.С.Новиков Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. –120 с.
2. О.А.Горшков, В.А.Муравлёв, А.А.Шагайда Холловские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов, под ред. академика РАН А.С.Коротеева. М.: Машиностроение, 2008. 280 с.
3. О.В.Козлов Электрический зонд в плазме, книга, М., Атомиздат, 1969г.
4. L. Sirghi, G. Popa, D. Alexandroaiei, C. Costin «Plasma diagnostics by electrical probes. Practicum manual and documentation»2011, Iasi, Romania.

Алфавитный указатель авторов

| | | | |
|-------------------|--------------------|--------------------|-------------------------|
| Chiarusi T. | 40 | Кравченко В.С. | 204 |
| Dzhigaev D. | 88 | Крылов И.В. | 120 |
| Kodama R. | 88 | Кузнецов А.А. | 124, 136, 160, 171, 204 |
| Kulikovskiy V. | 40 | Лагутин В.Ю. | 3 |
| Lazarev S. | 88 | Ларин Д.А. | 150 |
| Rose Max | 88 | Леонтьев В.А. | 207, 212 |
| Rosenhahn A. | 88 | Логинова А.А. | 52 |
| Rumancev Ch. | 88 | Лотин А.Л. | 180 |
| Sanguineti M. | 40 | Лыкова Е.Н. | 99, 134, 176 |
| Senkbei T. | 88 | Макаров С.С. | 88 |
| Skopintsev P. | 88 | Маклецов А.А. | 8 |
| Stuhr S. | 88 | Макунин А.В. | 3 |
| Vartanyants I. | 88 | Мансырев А.М. | 36 |
| Versari F. | 40 | Мерзук Б. | 188 |
| Viefhaus J. | 88 | Михайлевский В.А. | 180 |
| von Gundlach A. | | Михеев С.А. | 115 |
| Zaluzhnyy I. | 88 | Моисеева А.Н. | 117 |
| А.А. Шемухин | 129 | Молоков А.А. | 99 |
| Абрамешин Д.А. | 27 | Мордовец И.П. | 93 |
| Агапов И.И. | 32 | Мочалова М.А. | 84 |
| Альбагдади О. | 136 | Муллахметов И.Р. | 27 |
| Афанасьева М.А. | 32 | Муратова Е.Н. | 129 |
| Ашарчук И.М. | 120 | Мухаметханова Э.Р. | 99 |
| Ашмарин В.А. | 90 | Надирадзе А.Б. | 221 |
| Белихин М.А. | 104, 197 | Негребецкий В.В. | 79 |
| Белоусов А.В. | 176 | Нисимов С.У. | 176 |
| Белышев С.С. | 124, 136, 171, 204 | Новиков Л.С. | 8 |
| Близнюк У.А. | 176, 207, 212 | Овчаров Ю.Ю. | 60 |
| Бляхарский С.С. | 221 | Орлин В.Н. | 171, 218 |
| Бляхарский Я.С. | 221 | Пак Г. | 74 |
| Борисов М.А. | 80 | Панков М.А. | 180 |
| Борщеговская П.Ю. | 176, 207, 212 | Пикуз С.А. | 88 |
| Бузмаков А.В. | 88 | Пикуз Т.А. | 88 |
| Букунов К.А. | 3 | Погодина Ю.Е. | 193 |
| Бурцев А.А. | 180 | Полунин Е.В. | 193 |
| Быхало Г.И. | 218 | Поподько А.И. | 43 |
| Варзарь С.М. | 176 | Применко Д.А. | 18 |
| Варламов В.В. | 69 | Просняков А.А. | 171 |
| Винтайкин И.Б. | 13 | Пряничников А.А. | 104, 197 |
| Владимирова Е.В. | 95 | Ремизов П.Д. | 200 |
| Воробьева Е.А. | 3 | Родин П.С. | 156, 162 |
| Голанов А.В. | 48 | Розанов В.В. | 176 |

| | | | |
|---------------------|------------------------|-----------------|---|
| Голда А.В. | 160 | Романов А.Н. | 40 |
| Головач Е.Н. | 62 | Рязанцев С.Н. | 88 |
| Голубенко А.А. | 62 | Северин А.В. | 108 |
| Горлачев Г.Е. | 48 | Серякова М.А. | 193 |
| Горячук И.О. | 120, 193 | Симонов М.В. | 95 |
| Грозданов Д.Н. | 143 | Синолиц В.В. | 8 |
| Громов М.Б. | 160 | Сиомаш М.Д. | 166 |
| Давыдов А.И. | 69 | Соболь А.С. | 23 |
| Дашков Д.И. | 143 | Соколов В.И. | 120, 193 |
| Дубров А.В. | 156, 162 | Спивак Ю.М. | 129 |
| Дубров В.Д. | 156, 162 | Стопани К.А. | 79, 218 |
| Евсеев А.П. | 129, 188 | Студеникин Ф.Р. | 176, 207, 212 |
| Евстифеев О.Е. | 90 | Тетерин Ю.А. | 108 |
| Елисеев Н.Н. | 180 | Товмсян Д.А. | 52 |
| Жадов А.Д. | 23 | Толстиков С.Ю. | 32 |
| Желтоножская М.В. | 134, 176, 200 | Тырышкина Е.С. | 110 |
| Завалов Ю.Н. | 156, 162 | Уразова К.А. | 48 |
| Завильгельский А.Д. | 188 | Фёдоров Н.А. | 143 |
| Зязин А.М. | 176 | Фурсова Н.Ю. | 136, 171 |
| Иванов И.М. | 162 | Хайдуков К.В. | 120 |
| Иванова Н.В. | 136 | Ханкин В.В. | 124, 136, 171, 204 |
| Ионин В.В. | 180 | Хижик А.И. | 13 |
| Ипатова В.С. | 176, 207, 212 | Хоменко И.А. | 117 |
| Исупов Е.Л. | 62 | Чепурнов А.С. | 150, 160 |
| Ишханов Б.С. | 62, 124, 136, 171, 204 | Черняев А.П. | 43, 48, 52, 88, 104, 134, 176, 197, 207, 212 |
| Казаков А.Г. | 108, 124 | Чесноков В.В. | 64 |
| Качалова Д.И. | 124, 136 | Чеченин Н.Г. | 3 |
| Киселев А.В. | 180 | Шведунов Н.В. | 204 |
| Клименко В.А. | 62 | Шемухин А.А. | 188 |
| Кобзев В.А. | 3 | Шемяков А.Е. | 104 |
| Кожемяко А.В. | 129 | Шишов К.А. | 18 |
| Колантаева Е.С. | 18 | Щербаков А.А. | 134 |
| Конов К.И. | 36 | Юров Д.С. | 74 |
| Короткова А.А. | 183 | Юсюк Д.А. | 200 |
| Кочергин И.А. | 57 | | |

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| В.А. Кобзев, Н.Г. Чеченин, К.А. Букунов, Е.А. Воробьева, А.В. Макунин, В.Ю. Лагутин. Исследование ударного разрыва полимер-тканевых композитов, армированных углеродными нанотрубками..... | 3 |
| Л.С. Новиков, А.А. Маклецов, В.В. Синолиц. Анализ движения вторично-эмиссионных электронов в окрестности заряженного космического аппарата..... | 8 |
| А.И. Хижик, И.Б. Винтайкин. Влияние вида воздействующего излучения на потерю массы полимерного материала..... | 13 |
| К.А. Шишов, Е.С. Колантаева, Д.А. Применко. Изменения морфологии стекла при электронном и протонном облучении..... | 18 |
| А.Д. Жадов, А.С. Соболев. Сравнительные исследования радиационной электропроводности отечественного полиимида ПМ1 и каптона..... | 23 |
| Д.А. Абрамешин, И.Р. Муллахметов. Компьютерное моделирование и экспериментальное исследование характеристик гетеродина на печатных платах с высокой стойкостью к электрическим зарядам..... | 27 |
| И.И. Агапов, М.А. Афанасьева, С.Ю. Толстиков. Моделирование возникновения электростатических разрядов в пластмассовых корпусах полупроводниковых приборов космических аппаратов (КА)..... | 32 |
| К.И. Конов, А.М. Мансырев. Методика управления минимумами диаграммы направленности фазированных антенных решеток..... | 36 |
| А.Н. Романов, T. Chiarusi, V. Kulikovskiy, M. Sanguineti, F. Versari. Анализ эффекта тени Солнца в потоке атмосферных мюонов с помощью нейтринного телескопа ANTARES..... | 40 |
| А.И. Поподько, А.П. Черняев. Экспериментальное исследование влияния воздушных полостей между болтосом и фантомом на поверхностную дозу..... | 43 |
| К.А. Уразова, А.П. Черняев, Г.Е. Горлачев, А.В. Голанов. Проект расширения функциональности систем планирования лучевой терапии на использование данных МРТ диффузионных исследований..... | 48 |
| Д.А. Товмасян, А.А. Логинова, А.П. Черняев. Выявление ошибок работы многолепесткового коллиматора аппарата Tomotherapy..... | 52 |
| И.А. Кочергин. Измерение заряда струй в pp-соударениях в эксперименте ATLAS..... | 57 |
| Ю.Ю. Овчаров. Моделирование пар В-адронов в pp соударениях на БАК..... | 60 |
| Е.Н. Головач, А.А. Голубенко, Е.Л. Исупов, Б.С. Ишханов, В.А. Клименко, В.В. Чесноков. Изучение структуры нуклонных резонансов на детекторе CLAS..... | 64 |
| В.В. Варламов, А.И. Давыдов. Систематические погрешности экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций: ядра ^{75}As , ^{127}I и ^{181}Ta | 69 |
| Г. Пак, Д.С. Юров. Мощный ускоритель электронов непрерывного действия с энергией пучка 1 МэВ..... | 74 |
| В.В. Негребецкий, К.А. Стопани. Расчет процессов астрофизического горения при помощи явной схемы интегрирования..... | 79 |
| М.А. Борисов. Использование Python для диагностики и настройки разрезного микротрона..... | 80 |
| М.А. Мочалова. Дистанционная лучевая терапия: краткий обзор метода оптимизации подвода дозы IMRT..... | 84 |
| С.С. Макаров, С.А. Пикуз, А.П. Черняев, С.Н. Рязанцев, Т.А. Пикуз, А.В. Бузмаков, Max Rose, S. Lazarev, T. Senkbei, A. von Gundlach, S. Stuhr, Ch. Rumancev, D. Dzhigaev, P. Skopintsev, I. Zaluzhnyy, J. Viefhaus, A. Rosenhahn, R. Kodama, I. Vartanyants. Регистрация профиля пучка синхротронного источника PETRA-III с субмикронным пространственным разрешением и экстремально высоким динамическим диапазоном.. | 88 |

| | |
|---|-----|
| В.А. Ашмарин, О.Е. Евстифеев. Изменение электризации стеклотекстолита после длительного вакуумирования..... | 90 |
| И.П. Мордовец. Зависимость потерянной поперечной энергии E_{Tmiss} от pile-up в событиях с двумя лептонами в канале $H \rightarrow WW^*$ при $\sqrt{s}=13$ ТэВ по данным эксперимента ATLAS на БАК..... | 93 |
| М.В. Симонов, Е.В. Владимирова. Предсказание характеристик изотопов 107-110 элементов на основе массовых соотношений..... | 95 |
| Е.Н. Лыкова, А.А. Молоков, Э. Р. Мухаметханова. Исследование влияния точности укладки пациента на общее дозовое распределение при раке предстательной железы... | 99 |
| М.А. Белихин, А.П. Черняев, А.А. Пряничников, А.Е. Шемяков. Протонная и ионная терапия внутрифракционно движущихся опухолей: основные особенности, подходы и методы..... | 104 |
| А.Г. Казаков, А.В. Северин, Ю.А. Тетерин. Выделение ^{89}Zr из облучённых иттриевых мишеней и потенциальное применение в радиофармпрепаратах с наногидроксиапатитом в качестве носителя..... | 108 |
| Е.С. Тырышкина. Применение нанопроводящих диэлектриков для повышения стойкости космической аппаратуры к воздействиям электрических разрядов..... | 110 |
| С.А. Михеев. Состав материи нейтронных звезд и энергия симметрии | 115 |
| И.А. Хоменко, А.Н. Моисеева. Получение медицинских изотопов тербия в реакциях $^{151}Eu(^4He, 6n)^{149}Tb$ и $^{151}Eu(^4He, 3n)^{152}Tb$ | 117 |
| И.В. Крылов, И.М. Ашарчук, К.В. Хайдуков, И.О. Горячук, В.И. Соколов. Измерение емкости конденсаторов на основе электрооптических полимерных материалов..... | 120 |
| Д.И. Качалова, С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.Г. Казаков, А.А. Кузнецов, В.В. Ханкин. Фотоядерные реакции на изотопах Hg под действием тормозного пучка с максимальной энергией 55 МэВ..... | 124 |
| А.В. Кожемяко, А.П. Евсеев, А.А. Шемухин, Ю.М. Спивак, Е.Н. Муратова. Влияние дозы и энергии ионного облучения на спектр фотолюминесценции пористого кремния..... | 129 |
| А.А. Щербаков, Е.Н. Лыкова, М.В. Желтоножская, А.П. Черняев. Моделирование спектров вторичных нейтронов от медицинского ускорителя электронов..... | 134 |
| О. Альбагдади, С.С. Бельшев, Н.В. Иванова, Б.С. Ишханов, Д.И. Качалова, А.А. Кузнецов, Н.Ю. Фурсова, В.В. Ханкин. Фоторасщепление ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса..... | 136 |
| Д.И. Дашков, Н.А. Фёдоров, Д.Н. Грозданов. Изучение взаимодействия нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами C, Mg и Sr..... | 143 |
| Д.А. Ларин, А.С. Чепурнов. Применение нейтринного метода диагностики ядерных реакторов в эксплуатации АЭС..... | 150 |
| П.С. Родин, А.В. Дубров, Ю.Н. Завалов, В.Д. Дубров. Программно-аппаратная реализация системы управления процессом лазерного нанесения металлов..... | 156 |
| А.В. Голда, М.Б. Громов, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.С. Чепурнов. Исследование характеристик сцинтилляционного детектора на основе ZnSe..... | 160 |
| П.С. Родин, Ю.Н. Завалов, А.В. Дубров, И.М. Иванов, В.Д. Дубров. Особенности адаптивной регуляции параметров процесса лазерного нанесения металлов по оптическому сигналу..... | 162 |
| М.Д. Сиомаш. Нейтринная передача информации..... | 166 |
| С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, В.Н. Орлин, А.А. Просняков, Н.Ю. Фурсова, В.В. Ханкин. Фоторасщепление изотопов палладия..... | 171 |
| У.А. Близнюк, А.В. Белоусов, П.Ю. Борщеговская, С.М. Варзарь, М.В. Желтоножская, В.С. Ипатова, Е.Н. Лыкова, С.У. Нисимов, В.В. Розанов, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев, А.М. Зязин. Образовательная программа повышения квалификации в области радиационной обработки пищевых продуктов..... | 176 |

| | |
|---|-----|
| Н.Н. Елисеев, В.В. Ионин, В.А. Михайлевский, А.А. Бурцев, А.В. Киселев, М.А. Панков, А.Л. Лотин. Тонкие пленки GeTe - материал для оптоэлектронных устройств нового поколения..... | 180 |
| А.А. Короткова. Рождение тяжелых векторных бозонов в pp соударениях в эксперименте ATLAS..... | 183 |
| Б. Мерзук, А.П. Евсеев, А.Д. Завильгельский, А.А. Шемухин. Модификация структуры нанотрубок при облучении ионами аргона..... | 188 |
| М.А. Серякова, И.О. Горячук, Ю.Е. Погодина, Е.В. Полунин, В.И. Соколов. Синтез и исследование свойств электрооптических полимерных материалов..... | 193 |
| А.А. Пряничников, М.А. Белихин, А.П. Черняев. Протонная томография в клинических условиях: обзор современных методов реализации..... | 197 |
| М.В. Желтоножская, П.Д. Ремизов, Д.А. Юсюк. Исследование получения медицинского изотопа Zr-89 в фотоядерных реакциях..... | 200 |
| С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, В.С. Кравченко, А.А. Кузнецов, Н.В. Шведунов, В.В. Ханкин. Модернизация вакуумной камеры ускорителя электронов РМ-55 НИИЯФ МГУ..... | 204 |
| У.А. Близнюк, П.Ю. Борщegovская, В.С. Ипатова, В.А. Леонтьев, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев. Новые направления в радиационной обработке продукции и материалов..... | 207 |
| У.А. Близнюк, П.Ю. Борщegovская, В.С. Ипатова, В.А. Леонтьев, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев. Моделирование изменения количества популяций бактерий в рыбном фарше после радиационной обработки..... | 212 |
| Г.И. Быхало, В.Н. Орлин, К.А. Стопани. Вычисление сечений фотоядерных реакций с помощью статистических моделей..... | 218 |
| С.С. Бляхарский, Я.С. Бляхарский, А.Б. Надирадзе. Релаксация электрического заряда диэлектрических материалов в плазме электроракетного двигателя..... | 221 |
| Алфавитный указатель авторов..... | 226 |