

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМЕНИ Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА



СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

XXVI МЕЖВУЗОВСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ
ШКОЛЫ-КОНФЕРЕНЦИИ
ИМЕНИ Б. С. ИШХАНОВА
«КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ
В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ, ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И
МЕДИЦИНЕ»

26 -27 ноября 2025 г.

Москва, 2026

УДК 539.12.01(063)

ББК 22.383

Сборник тезисов докладов XXVI Межвузовской молодежной научной школы-конференции «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» 26.11.2025–27.11.2025, Москва, Россия. /
Под ред. А.А. Кузнецова и К.А. Лаптинского – М.: «КДУ», 2026. – 118 с.

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.

ISBN 978-5-91-304-...

DOI

РИНЦ

© Московский государственный университет
имени М.В.Ломоносова, 2026

© НИИЯФ МГУ, 2026

© «КДУ», 2026

Секция
«Ядерная физика»

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЕСТЕСТВЕННОМ КИСЛОРОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 160 МЭВ

Линь Чэньси

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: 1316563081@qq.com

Протонная терапия обладает значительными преимуществами по сравнению с фотонной терапией. Благодаря физическим характеристикам протонного пучка в области опухоли формируется резкий пик Брэгга, что позволяет эффективно уничтожать опухолевую ткань при значительном снижении дозы облучения здоровых тканей позади и сбоку от мишени, а также ограничивает повреждение тканей на пути пучка. Однако, образование вторичных частиц при взаимодействии ускоренных протонов с лёгкими ядрами биологической среды, а также испускание позитронов при распаде остаточных ядер может влиять на конечное распределение дозы.

Исследования показывают, что для протонов с энергией 150 МэВ потери потока частиц вследствие ядерных реакций вблизи пика Брэгга составляют около 15% от общего числа частиц, а доля протонов, преобразованных во вторичные заряженные частицы, может достигать 60% [1]. Это свидетельствует о том, что влияние ядерных реакций на энергетические потери высокоэнергетических протонов нельзя игнорировать, особенно в протонной терапии, где предъявляются чрезвычайно высокие требования к точности подведения дозы. В настоящее время точное прогнозирование распределения дозы остается сложной задачей из-за недостатка экспериментальных данных о сечениях ядерных реакций высокоэнергетических протонов с ядрами, входящих в состав биологических тканей, в диапазоне энергий протонной терапии [2].

В работе проведены теоретические расчеты сечений ядерных реакций на ускоренных протонах с энергией пучка 160 МэВ для мишеней естественного кислорода. Объектом исследования выбран природный кислород, состоящий из трёх изотопов: ^{16}O (99.76%), ^{17}O (0.04%) и ^{18}O (0.20%). Выбор обусловлен важной ролью кислорода в биологических тканях, где более 70% атомных ядер — это ядра кислорода.

В работе рассчитывались сечения образования остаточных ядер при взаимодействии протонов энергией 160 МэВ с ядрами ^{16}O в рамках статистических моделей ядра с использованием программного кода TALYS 1.97 и модели внутриядерного каскада INCL.

Результаты теоретических расчетов показали значительные расхождения между использованными моделями: сечения для некоторых каналов реакций, рассчитанные с использованием программных кодов TALYS и INCL, отличаются на порядок. Одним из возможных объяснений подобных расхождений, могут быть различия в подходах, используемых в этих моделях. TALYS хорошо описывает статистические процессы формирования составного ядра [3], тогда как при энергии протонов 160 МэВ значительный вклад могут вносить прямые механизмы ядерных реакций с последующим распадом через статистические каналы. Тогда как INCL, учитывающая механизмы внутриядерного каскада в сочетании с различными моделями девозбуждения для расчета сечений остаточных ядер, в ранее проведенных исследованиях показала удовлетворительное описание экспериментальных данных для других ядер.

Для оценки достоверности теоретических расчётов будет проведен эксперимент на установке центра коллективного пользования Комплекса протонной терапии "Прометеус" (КПТ "Прометеус") по облучению мишени оксида бора протонами с энергией 160 МэВ. Путем систематического сравнения экспериментально измеренных сечений с результатами теоретических расчётов будет создан более надёжный набор данных по сечениям ядерных

Таблица 1: Сечения образования остаточных ядер в реакции $^{16}\text{O}(p, XpXn)$ при $E_p = 160$ МэВ: расчет по моделям TALYS и INCL

Энергия протонов 160 МэВ				
Реакция	Теоретические сечения Talys (мбн)	Теоретические сечения INCL+abla07 (мбн)	Теоретические сечения INCL+geminixx (мбн)	Теоретические сечения INCL+smm (мбн)
$^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$	5.45×10^{-3}	1.22×10^{-1}	1.37×10^{-1}	1.22×10^{-1}
$^{16}\text{O}(p, 1p1n)^{15}\text{O}$	3.72	5.00×10^1	4.96×10^1	5.21×10^1
$^{16}\text{O}(p, 1p2n)^{14}\text{O}$	1.07	1.71×10^1	1.82×10^1	1.76×10^1
$^{16}\text{O}(p, 2p2n)^{13}\text{N}$	1.43×10^1	8.97	9.71	8.61
$^{16}\text{O}(p, 3p3n)^{11}\text{C}$	9.53	4.74×10^{-1}	3.21×10^{-1}	3.21×10^{-1}

реакций. На основе этого верифицированного набора данных с помощью программного пакета GEANT4 будет проведено моделирование и оценка дозы от короткоживущих продуктов $^{16}\text{O}(p, XpXn)$, что позволит обеспечить теоретическую и экспериментальную основу для точной оценки вторичной дозы в протонной терапии.

1. Ван Ин-гуань, Ло Чжэн-мин. Влияние неупругих ядерных реакций на энергетические потери пучка протонов [J]. Acta Physica Sinica, 2000, 49(08): 1639-1643.
2. Seltzer, S. M. (1993). An Assessment of the Role of Charged Secondaries from Nonelastic Nuclear Interactions by Therapy Proton Beams in Water (NISTIR 5221). National Institute of Standards and Technology.
3. A.J. Koning, S. Hilaire, S. Goriely, TALYS: modeling of nuclear reactions, Eur. Phys. J. A 59, 131 (2023).

ПОЯВЛЕНИЕ ГИПЕРОНОВ В МАТЕРИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД В ПОДХОДЕ СКИРМА И В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

С.А. Михеев^{1,2}, Д.Е. Ланской¹, А.И. Насакин^{1,2}, Т.Ю. Третьякова^{1,2}

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

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

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

Исследование свойств гиперонных взаимодействий имеет важное значение для ядерной физики. Поскольку нейтронные звёзды обладают плотностью выше нормальной ядерной, но при этом могут быть описаны методами, характерными для ядерной физики, они являются подходящими объектами для изучения свойств барионных взаимодействий. Немаловажной характеристикой материи нейтронных звёзд является плотность, при которой становится энергетически выгодным образование гиперонов. Ранее было показано [1,2], что эта величина тесно связана с максимальной массой нейтронной звезды и потому является значимой для описания нейтронных звёзд.

В рамках двух теоретических подходов, нерелятивистской модели Скимма и релятивистской теории среднего поля, исследуется зависимость плотности, при которой в материи нейтронных звёзд появляются гипероны, от характеристик гиперон-нуклонного взаимодействия. В частности, показано, что сильная корреляция наблюдается для сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия [3] — величины, характеризующей способность гиперона поляризовать (сжимать или расширять) нуклонный остов гиперядра. Рассматривается материя, состоящая из нуклонов, лептонов, Λ - и Ξ -гиперонов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00077.

1. S. Mikheev, D. Lanskoj, A. Nasakin, T. Tretyakova. Hyperonic interactions in neutron stars // *Particles*. 2023. V. 6, p. 847–863.
2. A. I. Nasakin, D. E. Lanskoj, S. A. Mikheev, T. Y. Tretyakova. Conditions of hyperon appearance in neutron star // *Physics of Particles and Nuclei*. 2025. V. 56, no. 3, p. 943–949.
3. Ланской Д. Е., Третьякова Т.Ю. Поляризация остова гиперядра: модельное описание // *ЯФ*. 1989. Т. 49, с. 401–407

ВЛИЯНИЕ ИЗОСПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ΞN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

А.И. Насакин^{1,2}, С.А. Михеев^{1,2}, Д.Е. Ланской¹, Т.Ю. Третьякова^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия*

E-mail: anasakin@mail.ru

Изучение нейтронных звезд представляет фундаментальный интерес для понимания свойств ядерной материи при сверхвысоких плотностях, недостижимых в лабораторных условиях. Наблюдаемые характеристики этих компактных объектов – массы, радиусы и коэффициенты приливной деформируемости – позволяют накладывать ограничения на

уравнения состояния ядерной материи. Особую актуальность приобретает исследование гиперонного состава нейтронных звезд и "hyperon puzzle".

В данной работе развивается подход Скирма для описания уравнения состояния ядерной материи с учетом Ξ -гиперонов. Основным новшеством является эффективный учет изоспиновой зависимости потенциала ΞN -взаимодействия, что приводит к различию взаимодействий Ξ -гиперонов с протонами и нейтронами. Поскольку материя нейтронных звезд характеризуется значительной нейтронной асимметрией, данный эффект может оказывать существенное влияние на уравнение состояния. Ввиду отсутствия экспериментальных данных по изоспиновой зависимости ΞN -взаимодействий, соответствующие потенциалы были взяты из теоретических работ [1,2]. Рассматривались два альтернативных сценария – прямая и инвертированная изоспиновые зависимости, соответствующие различной силе взаимодействия с нейтронами и протонами.

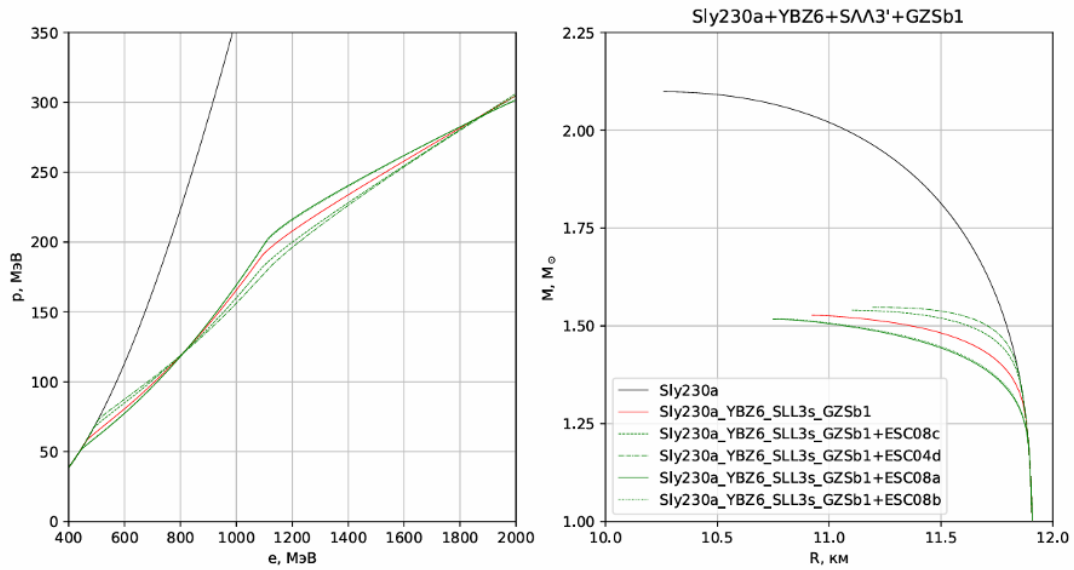


Рис. 1: Уравнение состояния материи нейтронных звезд и зависимость массы от радиуса с учетом различных сценариев изоспиновой зависимости.

Проведено сравнение уравнений состояния, рассчитанных с учетом изоспиновой зависимости ΞN -взаимодействий, с базовой моделью без такой зависимости. Наблюдаются заметные отклонения в области плотностей, соответствующих появлению Ξ -гиперонов в веществе нейтронной звезды. Анализ зависимостей масса-радиус демонстрирует, что учет изоспиновой зависимости приводит к модификации кривых в области средних масс, что особенно заметно в радиусах звезд с массой $1.4 M_\odot$. Различия между сценариями с прямой и инвертированной зависимостью достигают 0.5 км.

Одним из эффектов является изменение плотности появления Ξ -гиперонов, которая может варьироваться на в зависимости от сценария изоспиновой зависимости. Однако влияние на максимальную массу нейтронной звезды оказалось незначительным.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00077.

1. Y. Yamamoto, T. Motoba, T. A.Rijken. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 2010. 185. P.72.
2. E. Hiyama, M. Kamimura, Y. Yamamoto. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 2010. 185. P.152.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЕСТЕСТВЕННОМ СКАНДИИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА ПРОТОНОВ 160 МэВ

А.А. Смакотин, М.В. Желтоножская, С.Р. Адоньев, А.П. Черняев

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

E-mail: smakotin.aa22@physics.msu.ru

Изучение выходов радионуклидов, возникающих при взаимодействии протонных пучков с лёгкими ядрами, важно для расчёта доз в протонной терапии. По некоторым оценкам короткоживущие β^+ -излучатели при энергиях пучка протонов 50–250 МэВ могут увеличивать дозу пациента до 25 % [1]. Однако расхождения между расчётными и единичными экспериментальными данными о выходе активности β^+ -излучателей при облучении ускоренными протонами таких энергий достигают 2–3 порядков [2], поэтому при расчетах доз важно опираться на экспериментальные значения. Особенно важны данные о реакциях с вылетом большого числа нуклонов, формирующих β^+ -излучатели в тканях человека при высоких энергиях протонов.

Для уточнения модельных подходов и получения новых экспериментальных данных проведены исследования сечений (p, XpYn)-реакций на мишенях натурального скандия методом активационного анализа при энергии протонов 160 МэВ. Изучены продукты реакций с периодом полураспада более 30 минут. Теоретические расчёты выполнены в рамках статистических моделей ядра с использованием программного кода TALYS 1.96 и модели внутриядерного каскада INCL [3–5], учитывающей кулоновское взаимодействие, образование кластеров (d , ^3He , α) и последующее девозбуждение ядра в коде ABLA07 [6]. Сечения, рассчитанные с использованием кода INCL методами анализа нуклонного баланса и прямого детектирования, показали лучшее согласие с экспериментом. Тогда как расчеты в рамках программного кода TALYS оказались заниженными для всех изученных реакций.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных показало, что для простых реакций типа (p, 1n), (p, 1p1n) и (p, 1p2n) расчёты с использованием кода INCL хорошо согласуются с экспериментальными значениями, отклонения не превышают 20–30%. Например, для $^{45}\text{Sc}(p, 1p1n)^{44}\text{Sc}$ расчётные значения находятся в разумном согласии с экспериментом и воспроизводят правильный порядок величины, что подтверждает достоверность модели при описании каскадной стадии реакции. В то же время для $^{45}\text{Sc}(p, ^3\text{He}2p)^{41}\text{Ar}$ наблюдается вклад кластерных процессов, при котором теоретические и экспериментальные значения заметно расходятся. Это связано с тем, что при высоких энергиях возрастает роль коллективной эмиссии лёгких частиц, что лишь частично учитывается в модели INCL.

Таким образом, расчёты в рамках кода INCL хорошо описывают каскадную стадию взаимодействия ускоренных протонов с ядрами скандия, включая нуклонные и кластерные эмиссии, тогда как код TALYS, основанный на статистическом приближении, занижает выходы реакций с вылетом большого числа нуклонов и не учитывает вылет кластеров. Таким образом, полученные результаты подтверждают возможность использования модели внутриядерного каскада INCL для описания реакций на пучках протонах в диапазоне энергий протонной терапии.

1. Faßbender M., Shubin Yu.N., Qaim S.M. Formation of Activation Products in Interactions of Medium Energy Protons with Na, Si, P, S, Cl, Ca and Fe // *radiat.* 1999. Т. 84, № 2. С. 59–68.

2. Kettern K., Coenen H.H., Qaim S.M. Quantification of radiation dose from short-lived positron emitters formed in human tissue under proton therapy conditions // Radiation Physics and Chemistry. 2009. Т. 78, № 6. С. 380–385.
3. Koning A.J., Rochman D. Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // Nuclear Data Sheets. 2012. Т. 113, № 12. С. 2841–2934.
4. Dilg W. и др. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range 40 < A < 250 // Nucl Phys A. 1973. Т. 217, № 2. С. 269–298.
5. Boudard A. и др. New potentialities of the Liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles // Phys Rev C. 2013. Т. 87, № 1. С. 014606.
6. David J.-C. и др. New features of the INCL model for spallation reactions // J Phys Conf Ser. 2020. Т. 1643, № 1. С. 012080.
7. Cugnon J. и др. The Liège Intranuclear Cascade model – Towards a unified description of nuclear reactions induced by nucleons and light ions from a few MeV to a few GeV // EPJ Web Conf. 2014. Т. 66. С. 03021.
8. Zheltonozhskaya M. V. и др. Nuclear Reactions at 160 MeV Proton Energy on Natural Calcium // Physics of Atomic Nuclei. 2024. Т. 87, № 3. С. 338–343.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ АКТИВАЦИИ ПРИРОДНОГО УГЛЕРОДА ПУЧКОМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 100 МЭВ

М.Н. Юсупов¹, М.В. Желтоножская¹, А.П. Черняев¹, З.Б. Умаров²

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

²*Самаркандский государственный университет имени Шарафа Рашидова, Институт инженерной физики, Самарканд, Узбекистан*

E-mail: ymirjalol@bk.ru

Протонная терапия обладает значительными клиническими преимуществами по сравнению с традиционной фотонной терапией. В отличие от фотонного излучения, протоны характеризуются явно выраженным пиком Брэгга — максимумом энерговыделения в конце своего пробега в ткани. Данное физическое свойство позволяет обеспечить прецизионное облучение опухолевого объема при одновременном снижении дозовой нагрузки на окружающие здоровые ткани [1][2]. Кроме того, протонная терапия демонстрирует сниженный риск развития вторичных злокачественных новообразований [3], а ее клиническая эффективность особенно выражена при лечении опухолей, локализованных в непосредственной близости от критических органов, а также в педиатрической онкологии [4].

Ускорение протонов до терапевтических энергий (70-250 МэВ) осуществляется с помощью циклотронов или синхротронов [5].

Взаимодействие протонов таких энергий с химическими элементами биологических тканей и клеток приводит к образованию ряда радионуклидов, характеризующихся позитронным распадом. В ранее проведенных исследованиях отмечали возможность использования позитрон-излучающих продуктов ядерных (p, Xn)- и (p,XpXn)-реакций на легких ядрах биологических тканей для разработки методов точного мониторинга активности в режиме реального времени [6].

Стандартный протокол дозиметрии в протонной терапии основан на расчете поглощенной дозы в водном фантоме. Данный подход не учитывает вклад дозы от вторичных частиц и радионуклидов, образующихся в результате реакций ускоренных протонов с легкими ядрами биологических тканей. По некоторым оценкам, короткоживущие позитронные излучатели (с $T_{1/2} \geq 2$ мин) способны увеличивать терапевтическую дозу до 25%, в отличие от долгоживущих, чей вклад оценивается как не критичный. Для точных оценок необходимы экспериментальные данные о выходах радионуклидов, однако они для реакций на ускоренных протонах ограничены, особенно для энергий свыше 50 МэВ, и имеют значительные расхождения [7] [8] [9].

Экспериментальные значения сечений ядерных реакций под действием протонов терапевтических энергий необходимы для верификации дозового распределения в биологических тканях, что является важным условием для повышения безопасности и эффективности протонной терапии.

Значительная распространенность углерода в биологических тканях человека определяет актуальность исследования протон-индуцированных реакций на данном элементе в энергетическом диапазоне протонной терапии. Проведены исследования сечений протон-индуцированных реакций (p, Xn) и (p, XpXn) на естественном углероде при энергии пучка протонов 100 МэВ.

Облучение проводилось на ЦКП комплексе протонной терапии «Прометеус» ФТЦ ФИАН (Россия) пучком протонов с энергией 100 МэВ. Гранулированная графитовая мишень облучалась методом сканирования точечным пучком с $\sigma = 3.5$ мм. Пучок перемещался по горизонтальной оси, обеспечивая равномерное облучение поля размером 38×38 мм². Плотность потока протонов на мишени составляла $\Phi_p = 1 \times 10^{11}$ см⁻²·с⁻¹, время облучения — 60 минут. При таких параметрах размер поля по уровню 95% дозы составил 34×34 мм², что соответствует полному потоку 1.08×10^{12} протонов через центральную зону мишени. Размер мишени (30×30^2) гарантировал ее полное перекрытие полем пучка.

После облучения образец помещался в чашку Петри диаметром 35 мм для проведения измерений на сцинтилляционном NaI(Tl) спектрометре и на полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия Canberra®. Энергетическое разрешение полупроводникового спектрометра составляло 2.1 кэВ по гамма-линии ⁶⁰Co. Для калибровки спектрометра по эффективности в этой геометрии был изготовлен смешанный калибровочный источник в той же геометрии, содержащий активности ⁶⁰Co, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs, ¹⁵²Eu и ²⁴¹Am с насыпной плотностью близкой к насыпной плотности образца графита.

В гамма-спектрах облученного образца определены активности радионуклидов ⁷Be ($T_{1/2} = 53,22$ сут), ¹¹C ($T_{1/2} = 20,364$ мин) и ¹³N ($T_{1/2} = 10$ мин). Измерения на спектрометрах проводились с различными временными интервалами для разделения позитронной активности ¹¹C и ¹³N ($T_{1/2} = 10$ мин) по периоду полураспада. Из полученных данных были рассчитаны сечения ядерных реакций, приводящих к образованию этих ядер. Полученные экспериментальные значения сравнивались с теоретическими, рассчитанными в рамках статистических моделей ядра с использованием программного кода TALYS1.96 и в рамках модели внутриядерного каскада с использованием программного кода INCL. Полученные результаты обсуждаются.

1. A. R. Smith, "Proton therapy," Phys. Med. Biol., vol. 51, no. 13, p. R491, 2006.
2. W. D. Newhauser and R. Zhang, "The physics of proton therapy," Phys. Med. Biol., vol. 60, no. 8, p. R155, 2015.
3. N. P. Brodin et al., "Radiobiological risk estimates of adverse events and secondary cancer for proton and photon radiation therapy of pediatric medulloblastoma," Acta Oncol. (Madr)., vol. 50, no. 6, pp. 806–816, 2011.
4. M. Moteabbed, T. I. Yock, and H. Paganetti, "The risk of radiation-induced second cancers in the high to medium dose region: a comparison between passive and scanned proton therapy, IMRT and VMAT for pediatric patients with brain tumors," Phys. Med. Biol., vol. 59, no. 12, p. 2883, 2014.
5. R. Mohan and D. Grosshans, "Proton therapy – Present and future," Adv. Drug Deliv. Rev., vol. 109, pp. 26–44, 2017, doi: <https://doi.org/10.1016/j.addr.2016.11.006>.
6. T. Rodríguez-González et al., "Production of ^{11}C , ^{13}N and ^{15}O in proton-induced nuclear reactions up to 200 MeV," Nucl. Data Sheets, vol. 187, pp. 579–596, 2023.
7. M. Fassbender, Y. N. Shubin, and S. M. Qaim, "Formation of activation products in interactions of medium energy protons with Na, Si, P, S, Cl, Ca and Fe," Radiochim. Acta, vol. 84, no. 2, pp. 59–68, 1999.
8. F. T. Tárkányi et al., "Recommended nuclear data for medical radioisotope production: diagnostic positron emitters," J. Radioanal. Nucl. Chem., vol. 319, no. 2, pp. 533–666, 2019.
9. A. L. Nichols and R. Capote, "Nuclear Data for Medical Applications–Recent Developments and Future Requirements," Nucl. Data Sheets, vol. 120, pp. 239–241, 2014.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ПРИРОДНОМ КАЛЬЦИИ И ХЛОРЕ ПРИ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 20 и 55 МэВ

Д.А. Юсюк, М.В. Желтоножская, А.П. Черняев

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

E-mail: denisyusyuk@gmail.com

Исследование фотоядерных реакций имеет фундаментальное значение для ядерной физики, поскольку их результаты позволяют верифицировать, уточнять и разрабатывать новые модели протекания ядерных процессов и структуры атомного ядра.

С практической точки зрения, фотоядерные реакции перспективны для создания неразрушающих методов измерения активности чистых β -излучателей в конструкционных материалах реакторов и радиоактивных отходах АЭС. Одним из основных источников радиоактивных отходов при демонтаже реакторной установки является радиационно-тепловая (биологическая) защита, выполненная из жаростойких бетонов. По некоторым оценкам объем активированных бетонов, может составлять десятки тысяч кубических метров и 60% от общего количества РАО [1]. Долгоживущая наведенная активность бетона биологической защиты через несколько лет после остановки реактора определяется, в первую очередь, в том числе и долгоживущими радиоизотопами ^{41}Ca и ^{36}Cl , распадающимися без испускания γ -излучения.

Для разработки фотоактивационной методики определения активности этих радионуклидов были изучены сечения фотоядерных реакций на мишенях хлорида кальция при облучении тормозным излучением с граничной энергией 20 и 55 МэВ. Природный кальций представляет собой смесь из шести изотопов: ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{43}Ca , ^{44}Ca , ^{46}Ca и ^{48}Ca . Хлор представлен в соединениях двумя стабильными изотопами: ^{35}Cl , ^{37}Cl .

Для расчёта экспериментальных значений выходов реакций производилось облучение в течение 30-40 минут мишеней из хлорида кальция CaCl_2 и мониторинговых мишеней тантала тормозным излучением с граничной энергией 20 МэВ на медицинском ускорителе электронов Varian Trilogy и тормозным излучением с граничной энергией 55 МэВ на микротроне НИИЯФ МГУ [2]. Были измерены и обработаны γ -спектры наведённой активности в облученных мишенях. Экспериментальные значения выходов рассматриваемых реакций приведены в таблице. Теоретические расчеты проводились в рамках статистических моделей ядра с использованием программного пакета TALYS 1.96. Полученные результаты обсуждаются.

Таблица 1: Экспериментальные выходы изученных реакций

Реакция	$E_{\text{пор}}$, МэВ	$Y_{\text{эксп}}$, мбн	
		20 МэВ	55 МэВ
$^{43}\text{Ca}(\gamma, p)^{42}\text{K}$	10.7	1.67 ± 0.14	—
$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$	12.2	0.40 ± 0.02	4.8 ± 0.5
$^{44}\text{Ca}(\gamma, pn)^{42}\text{K}$	19.6	—	2.4 ± 0.2
$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$	9.95	13.7 ± 0.7	21 ± 3
$^{35}\text{Cl}(\gamma, n)^{34m}\text{Cl}$	12.8	2.1 ± 0.2	—

1. M. V. Zheltonozhskaya, Y. O. Balaba, D. A. Iyusyuk, N. V. Kuzmenkova, A. P. Chernyaev. Determination of the Activity of Long-Lived ^{41}Ca in Reactor Biological Shielding Materials by Photoactivation Method // Physics of Atomic Nuclei. 2024. V. 87.
2. Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. et al. A multipurpose pulse race-track microtron with an energy of 55 MeV // Instruments and Experimental Techniques. 2018. V. 61.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Д.Ф. Байрамов^{1,3}, Т.Ю. Третьякова^{1,2}, Т.М. Шнейдман³

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

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

³Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

E-mail: bairamov.df20@physics.msu.ru

Альфа-распад является основной модой распада для ядер актинидов и сверхтяжёлых элементов. Описать альфа-распад можно, используя модель двойной ядерной системы (ДЯС) [1]. В рамках данной модели ядро рассматривается как суперпозиция моноядра и двойной системы с тяжёлым и лёгким фрагментами в соприкосновении. Вероятность образования альфа-частицы определяется спектроскопическим фактором, которым в том числе будет определяться вероятность альфа-распада. Спектроскопические факторы зависят от деформации дочернего ядра. Если ядро не является сферически симметричным, альфа-частица может образовываться с орбитальным моментом, отличным от 0. В данной работе нас интересуют не сами спектроскопические факторы, а их поведение в зависимости от орбитального момента.

Вычислить спектроскопические факторы можно путём поиска минимума потенциала взаимодействия фрагментов ДЯС. Существуют так же упрощённые способы расчётов, например, предположение, что спектроскопические факторы подчиняются распределению Больцмана [2].

В данной работе мы представим новую формулу для ядер с большими параметрами деформации. В этом случае можно считать, что альфа-частица совершает колебания лишь вокруг полюса дочернего ядра и рассмотреть только колебания в окрестностях $\epsilon = 0$ и $\epsilon = \pi$, что существенно упрощает задачу [3]. Волновая функция для такой ДЯС имеет следующий вид:

$$\Psi_n = N L_n (\epsilon^2 / \epsilon_0^2) \exp (-\epsilon^2 / (2\epsilon_0^2)) ,$$

где L_n — полином Лаггера, N , ϵ_0 — константы. В свою очередь волновую функцию можно разложить по сферическим гармоникам:

$$\Psi_n = \sqrt{2\pi} \sum_L b_n^L Y_{L0}(\theta, \phi = 0).$$

Коэффициенты b_0^l в этом разложении определяют зависимость спектроскопических факторов от орбитального момента и имеют следующий вид:

$$|b^l|^2 = (2l + 1) \epsilon_0^2 \exp [-(l + 0.5)^2 \epsilon_0^2] ,$$

где $\epsilon_0^2 = \hbar / \sqrt{\mathfrak{I}_b C}$, C — жёсткость, $\mathfrak{I}_b$ — приведённый момент инерции фрагментов.

Таким образом, мы получаем формулу для аналитического расчёта спектроскопических факторов в случае больших деформаций.

Таблица 1: Сравнение значения спектроскопических факторов, полученных по упрощённой формуле (верхние строки) с полученными путём поиска минимума потенциала (нижние строки) для изотопов Th.

Изотоп	$l = 0$	$l = 2$	$l = 4$	$l = 6$
^{230}Th	3.02×10^{-1}	5.89×10^{-1}	1.17×10^{-1}	5.34×10^{-3}
	3.48×10^{-1}	5.60×10^{-1}	0.88×10^{-1}	3.77×10^{-3}
^{232}Th	2.93×10^{-1}	5.88×10^{-1}	1.25×10^{-1}	6.33×10^{-3}
	3.36×10^{-1}	5.64×10^{-1}	0.95×10^{-1}	4.50×10^{-3}

В таблице 1 приведены результаты для изотопов Th в сравнении с расчётом через поиск минимума потенциала. Видно хорошее согласие двух модельных подходов.

Проведённые расчёты для ряда изотопов U и Pu так же показывают хорошее согласие двух модельных подходов при том, что существенно проще с точки зрения вычислений.

1. T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N.V. Antonenko, R. V. Jolos, S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **92**, 034302 (2015).
2. C. Xu, Z. Ren, *Nucl. Phys. A* **778**, 1 (2006).
3. T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, S. P. Ivanova, R. V. Jolos, W. Scheid, *Phys. Rev. C* **65**, 064302 (2002).

ФОРМИРОВАНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ С УЧЕТОМ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВОДОРОДОПОДОВНЫХ МИШЕНЕЙ В СХЕМЕ НАКАЧКА-ЗОНДИРОВАНИЕ

К.Г. Гнедовская¹, А.Н. Грум-Гржимайло², М.М. Попова², Е.В. Грызлова^{2а}

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

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^agryzlova@gmail.com

Схемы вида накачка-зондирование, когда мишень, атом или молекула, подготавливается (накачивается) одним лазерным полем, а потом ионизируется (зондируется) другим, занимают особое положение в фотоэлектронной спектроскопии благодаря высокой вариативности. Если ядро облучаемого атома обладает ненулевым спином, то резонансно заселяемый подуровень расщепляется по полному моменту системы. Таким образом, проекция момента электронной оболочки, редуцированная из полного момента, не может характеризовать систему и начинает прецессировать, вызывая деполаризацию. [1,2]

На схеме слева (Рис.1) показана двухфотонная ионизация водородоподобной мишени в случае, когда первое, накачивающее, и второе, зондирующее, поля имеют одинаковую, правую круговую поляризацию и возбуждают переход $1s \rightarrow 2p_{1/2}$ с последующей ионизацией.

Правый рисунок (Рис. 2) иллюстрирует, как изменение параметров угловой анизотропии, вызванное деполяризацией, проявляется в форме угловых распределений фотоэлектронов.

Кривые представлены для трех условий на отношение расстояний между подуровнями сверхтонкой структуры к ширине уровня [3]: $a = 0$ соответствует ситуации, когда подуровни полностью перекрываются и деполяризация отсутствует; $a = 1$ соответствует случаю, когда расстояние между подуровнями равно их ширине и деполяризация существенна; наконец, $a = 10$ — расстояние между подуровнями намного больше их ширины и деполяризация за счет сверхтонкого взаимодействия выходит на максимально возможное значение. Видно, как для $j = 1/2$ и полей одинаковой спиральности деполяризация приводит к увеличению количества электронов, вылетевших в направление распространения полей.

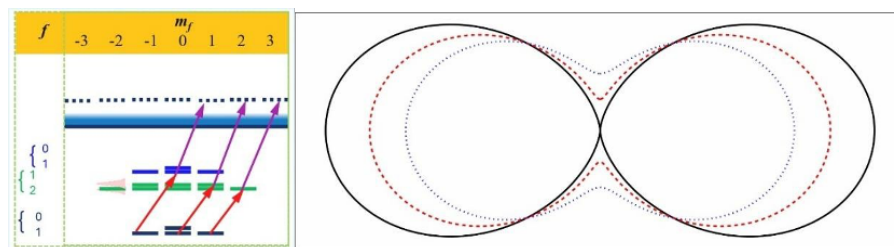


Рис. 1: Слева: Схема переходов в водородоподобной системе под действием поля правых полей. Справа: Угловое распределение для различных значений параметра a при $j=1/2$: черная сплошная линия соответствует $a=0$, красная пунктирная — $a=1$, синяя точечная — $a=10$.

1. Gryzlova E.V. and Grum-Grzhimailo A. N. Effects of Hyper-fine Interaction in Atomic Photoionization // Progress in Photon Science: Recent Advances (eds. K. Yamanouchi, S. Tunic, V. Makarov). 116 Switzerland : Springer Cham., P. 243 261. (Springer Series in Chemical Physics) (2019)..
2. A.N. Grum-Grzhimailo, S. Fritzsche, P. O'Keeffe, M.Meyer // J. Phys. B38, 2545–2553 (2005)..
3. V.V. Balashov, A.N. Grum-Grzhimailo, and N.M. Kabachnik, Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions: A Practical Theory Course, Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York, 2000.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ОБРАТНОЙ СВЕРТКИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ФОТОРОЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВИСМУТА

М.А. Демичев

Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория ядерных проблем имени В.П. Джелепова, Дубна, Россия

E-mail: mdemichev@jinr.ru

В работе рассматриваются особенности применения метода квазмонхроматизации и метода баесовской деконволюции (обратной свертки) для получения сечений фотоядерных реакций с множественностью до 6 нейтронов из экспериментальных данных [1] об измеренных выходах изотопов висмута при облучении тормозным излучением при энергии электронов ускорителя 40-70 МэВ.

В методе квазимонохроматизации [2] используется специальная линейная комбинация из трех измеренных выходов с близкими значениями граничной энергии тормозного спектра. Метод является приближенным и качество реконструкции сечения при его применении ухудшается по мере возрастания энергии гамма-кванта относительно порога реакции. За оценку ошибки самого метода при конкретной энергии бралась разница между известными моделями сечения [3,4] и результатом свертки сечения со спектром тормозного излучения с последующим применением этого метода.

Метод итеративной баесовской деконволюции реализован в программном пакете RooFit-

Unfold [5], в числе прочих известных методов обратной свертки. Для построения матрицы преобразования были использованы смоделированные в Geant4 спектры тормозного излучения, соответствующие геометрии эксперимента [1]. Для применения пакета RooFitUnfold имеющиеся экспериментальные данные были интерполированы с равными промежутками между значениями энергии, при этом количество точек не изменилось. Для верификации метода также были взяты сечения из моделей [3,4], свернуты с тормозным излучением и развернуты обратно. Необходимое число итераций в каждом случае подбиралось экспериментально, исходя из минимизации разницы между модельными и реконструированными значениями сечения, но не допуская расходимости алгоритма вследствие накопления ошибок вычисления.

Обнаружено, что если значения выхода измерены не от самого порога реакции, то итеративный баесовский метод, примененный именно к интегральному ядру соответствующему спектру тормозного излучения, расходится на первой же итерации. В методе квазимонохроматизации из N измеренных точек выхода в любом случае получается $N-2$ точки сечения, пусть даже и с существенной ошибкой, присущей самому методу. Это дает возможность оценить сечение в тех случаях, когда баесовский подход не работает.

1. М.А. Демичев et al. Обновленные данные по выходам фотоядерных реакций на ядрах висмута, с множественностью 2-7 нейтронов. // Тезисы конференции ЯДРО-2025, 273.
2. С.В. Зуев, В.Г. Недорезов, Е.С. Конобеевский, А.А. Туринге. Разработка метода измерения сечений фотоядерных реакций с использованием модельно рассчитанных спектров квазимоноэнергетических фотонов // ЯФ 2018, Т 81, 409.
3. А.Н. Ермаков et al. Photodisintegration of heavy nuclei in the energy region above the giant dipole resonance // ЯФ 2010, Т. 73, 737.

4. M. Demichev et al. Study of $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ Reactions in Energy Region up To 100 MeV // ЯФ 2022, Т. 85, 805.
5. L. Brenner et al. Comparison of unfolding methods using RooFitUnfold. // IJMPA 2020, V. 35(24), 2050145

ПРОЯВЛЕНИЕ ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ НА ПРИМЕРЕ ИЗОТОПОВ $N \approx Z$

А.А. Дрокова¹, Т.Ю. Третьякова^{1,2}

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

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

E-mail: drokovaaa@my.msu.ru

Зарядовая симметрия ядерных сил представляет собой фундаментальное свойство сильного взаимодействия, проявляющееся в идентичности ядерных сил между нейтронами и протонами. Это свойство лежит в основе изоспиновой симметрии и имеет ключевое значение для объяснения свойств элементарных частиц и атомных ядер.

Проявлением зарядовой симметрии на уровне элементарных частиц являются соотношения Коулмена-Глэшоу, основанные на предположении, что разности масс частиц внутри изомультиплетов обусловлены исключительно электромагнитными эффектами. Для октета барионов с $J^P = \frac{1}{2}^+$ оно имеет вид [1]:

$$m_p + m_{\Sigma^-} + m_{\Xi^0} = m_{\Sigma^+} + m_{\Xi^-} + m_n$$

На современных экспериментальных данных [2] это соотношение выполняется с точностью ≈ 64 кэВ, что соответствует гипотезе зарядовой симметрии сильного взаимодействия.

Для атомных ядер существуют различные массовые соотношения. Например, одними из наиболее известных являются соотношения Гарви-Келсона, связывающие массы соседних ядер на плоскости (N, Z) . Поперечное соотношение имеет вид [3]:

$$GK_T = M(N+1, Z-1) - M(N-1, Z+1) + M(N, Z+1) - \\ - M(N+1, Z) + M(N-1, Z) - M(N, Z-1) \approx 0$$

Продольное соотношение записывается как:

$$GK_L = M(N-1, Z-1) - M(N+1, Z+1) + M(N, Z+1) - \\ - M(N-1, Z) + M(N-1, Z) - M(N, Z-1) \approx 0$$

Графически эти соотношения можно изобразить следующим образом, где знаки «+» и «-» отвечают соответствующему знаку, с которым входит это ядро в соотношение:

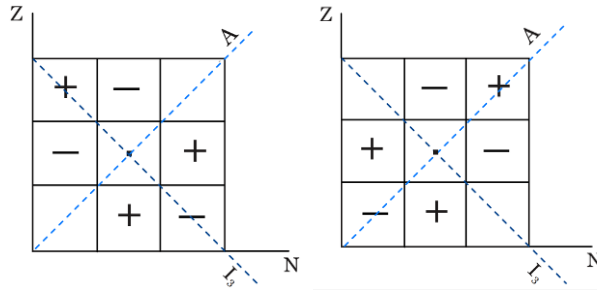


Рис. 1: Расположение ядер на плоскости (N, Z) в соотношениях Гарви-Келсона. Пунктиром обозначена система координат (A, I_3) .

Для GK_T и GK_L на основе современных экспериментальных данных [4] было установлено, что для ядер с массовым числом $4 \leq A \leq 250$ они выполняются с точностью: $\sigma_{GK_T} = 600$ кэВ и $\sigma_{GK_L} = 487$ кэВ. В области ядер с $A > 20$ точность существенно улучшается до $\sigma_{GK_T} \approx 70$ кэВ.

Однако между соотношениями Коулмена-Глэшоу для частиц и GK_T и GK_L для ядер существуют принципиальные отличия. В октете барионов все частицы имеют одинаковые изоспины и барионное число, а различаются лишь значением странности. Для ядер же ситуация иная: рассматриваемые ядра могут обладать произвольным изоспином, различными массовыми числами и лишены странности как характеристики. Кроме того, в отличие от барионного октета, где спины частиц идентичны, спины ядер в соотношении могут быть разными.

Особый интерес представляет исследование этих соотношений для ядер в области $N=Z$, где эффекты зарядовой симметрии должны проявляться наиболее ярко и поперечное соотношение Гарви-Келсона полностью соответствует соотношению Коулмена-Глэшоу.

Мы провели сравнение экспериментальных значений GK_T и GK_L с результатами различных модельных подходов к расчету массы атомных ядер. На Рис. 2 представлено сравнение значений соотношений Гарви-Келсона, рассчитанных из экспериментальных данных АМЕ2020 и на основе модели жидкой капли с различными вариантами учета энергии спаривания [5, 6]. Анализ показывает, что наибольшие отклонения экспериментальных значений от нуля приходятся на область $A < 20$, что объясняется индивидуальными особенностями строения легких ядер. Отклонение от нуля модельной зависимости GK_T в области малых A обусловлено ненулевым вкладом кулоновского члена. Для GK_L в модельную зависимость значимый вклад дают все члены формулы Вайцеккера за исключением объемной энергии. Также следует отметить, что на экспериментальные значения GK_L может оказывать сильное влияние различие спинов ядер, входящих в это соотношение.

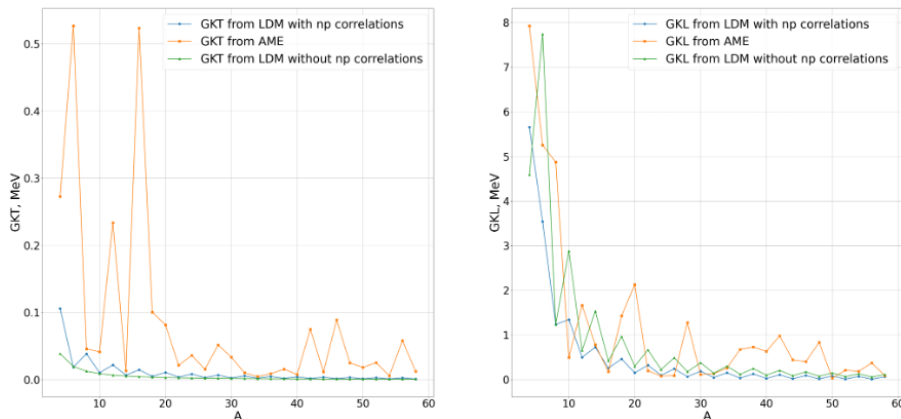


Рис. 2: Зависимость величины соотношений Гарви-Келсона от массового числа A .

1. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Navas S. et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **110**, 030001 (2024).
3. Garvey G.T., Gerace W.J., Jaffe R.L. et al. Set of Nuclear-Mass Relations and a Resultant Mass Table *Rev. of Mod. Phys.* **S1** (1969).
4. Wang M. et al. *Chinese Phys. C* **45**, 030003 (2021).
5. Ishkhanov B.S. et al. *Chinese Phys. C* **43**, 014104 (2018).
6. Warner D.D., Bentley M.A., Isacker P. van The role of isospin symmetry in collective nuclear structure *Nature Phys.* **2**, 311–318 (2006).

ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДА РЕАКЦИИ (γ, p) К ВЫХОДУ РЕАКЦИИ (γ, n) В СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Ф.А. Расулова^{1,2}, А.А. Кузнецов^{3,4}, Ж.Х. Хушвактов^{2,5}, С.И. Алексеев¹,
А.Ш. Мадумаров¹, И. Чупраков^{1,6}, Г.А. Божиков¹, Н.Ю. Фурсова^{3,4},
С.С. Бельшев^{3,4}, Н.В. Аксенов¹

¹Лаборатория ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований,
Дубна

²Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент

³Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного
университета, Москва

⁴Физический факультет Московского государственного университета, Москва

⁵Лаборатория ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований,
Дубна

⁶Институт ядерной физики, Республика Казахстан, Алматы

E-mail: rasulova@jinr.ru

В данной работе эксперименты проводились при энергиях конечной точки тормозного излучения 10-23 МэВ с пучком из микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ с использованием метода γ -активации. Энергии электронов находились в диапазоне 10-23 МэВ с шагом энергии 1 МэВ. Для получения гамма-излучения использовалась мишень-радиатор из вольфрама. Наведенная активность в облученных мишенях из природной смеси Se [1], Mo [2], Cd, Te и Pt измерялась с использованием германиевого γ -детектора высокой чистоты, экспериментальные выходы реакций нормировались на выход реакций $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81}\text{Se}$, $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$, $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115}\text{Cd}$, $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$ и $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$, соответственно.

Экспериментальные значения относительных выходов сравнивались с теоретическими результатами, полученными на основе TALYS со стандартными параметрами [3] и комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) [4]. В случае относительных выходов для фотопротонных реакций на тяжелых изотопах теоретические значения, рассчитанные с использованием КМФР, значительно превышают результаты TALYS. Экспериментально полученные результаты лежат ближе к теоретической кривой по коду КМФР.

Учет изоспинового расщепления в КМФР позволяет описать экспериментальные данные по реакциям с вылетом протонов в диапазоне энергий от 12 до 23 МэВ.

Для более тщательного анализа полученных результатов были рассчитаны отношения выхода реакции (γ, p) к выходу реакции (γ, n) для ядер ^{74}Se ($^{73}\text{As}/^{73}\text{Se}$), ^{106}Cd ($^{105}\text{Ag}/^{105}\text{Cd}$), ^{116}Cd ($^{115}\text{Ag}/^{115}\text{Cd}$), ^{128}Te ($^{127}\text{Sb}/^{127}\text{Te}$) и ^{130}Te ($^{129}\text{Sb}/^{129}\text{Te}$).

На рис. 1а показано отношения выхода реакции (γ, p) к выходу реакции (γ, n) в зависимости от энергии электронов ускорителя. Расчеты по КМФР нарисованы сплошными линиями. Видно, что в случае ^{106}Cd ($^{105}\text{Ag}/^{105}\text{Cd}$) КМФР не может описывать экспериментальные результаты. Причина наблюдаемого расхождения теории и эксперимента, возможно, объясняется тем, что статистические модели фотоядерных реакций не учитывают индивидуальных структурных особенностей изотопов Cd.

На рис. 1б показано отношения выхода реакции (γ, p) к выходу реакции (γ, n) в зависимости от протонно-нейтронного соотношения N/Z при энергии электронов ускорителя 23 МэВ. Литературные данные были рассчитаны с помощью экспериментально измеренных сечений реакций (γ, p) и (γ, n) на ядрах ^{90}Zr [5,6], ^{89}Y [6,7], ^{103}Rh [8,9], $^{112,114}\text{Sn}$ [10,11] и ^{160}Gd [12]. Кривые получены на основе расчета по КМФР. С исключением точки в $N/Z = 1.21$ (^{106}Cd), экспериментальные точки согласуются с расчетными кривыми. Отношение $Y(\gamma, p)/Y(\gamma, n)$ уменьшается с увеличением протонно-нейтронного соотношения N/Z .

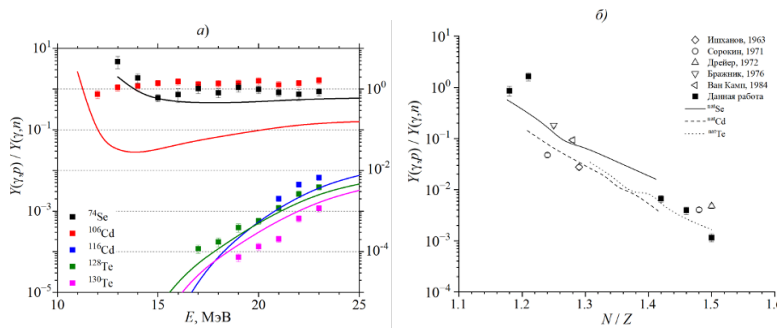


Рис. 1: Отношения выхода реакции (γ, p) к выходу реакции (γ, n) в зависимости: а) от энергии электронов ускорителя; б) от протонно-нейтронного соотношения N/Z ($E=23$ МэВ).

Таблица 1: Значения экспериментальных отношений выхода реакции (γ, p) к выходу реакции (γ, n) полученные для энергии электронов ускорителя 10-23 МэВ в сравнении с результатами КМФР

E , МэВ	^{74}Se ($N/Z = 1.18$)		^{106}Cd ($N/Z = 1.21$)		^{116}Cd ($N/Z = 1.42$)		^{128}Te ($N/Z = 1.46$)		^{130}Te ($N/Z = 1.5$)	
	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория
12			0.8 (2)	0.06						
13	5 (1)	2.0	1.1 (2)	0.03						
14	1.9 (4)	0.87	1.2 (2)	0.03						
15	0.6 (1)	0.57	1.4 (2)	0.03						
16	0.7 (2)	0.49	1.5 (3)	0.04						
17	1.0 (2)	0.46	1.3 (2)	0.05			0.00012 (2)	0.00005		
18	0.8 (2)	0.46	1.4 (2)	0.07			0.00017 (4)	0.00012		
19	1.1 (2)	0.47	1.4 (2)	0.08			0.00039 (9)	0.00025	0.00007 (1)	0.00015
20	1.0 (2)	0.49	1.6 (3)	0.09			0.00056 (9)	0.00051	0.00013 (3)	0.00031
21	0.8 (2)	0.52	1.3 (2)	0.11	0.0020 (3)	0.001	0.0012 (2)	0.00095	0.00021 (3)	0.00058
22	0.7 (1)	0.55	1.4 (2)	0.13	0.0044 (6)	0.002	0.0026 (5)	0.0016	0.0006 (1)	0.0010
23	0.9 (2)	0.57	1.6 (3)	0.14	0.0066 (9)	0.004	0.0039 (6)	0.0026	0.0012 (2)	0.0016

1. F.A. Rasulova et. al., Photonuclear reactions on stable isotopes of selenium at bremsstrahlung end-point energies of 10–23 MeV *Chinese Physics C*, 2024, **48**, 024002.

2. F.A. Rasulova et. al., Photonuclear reactions on stable isotopes of molybdenum at bremsstrahlung end-point energies of 10–23 MeV, *Physical Review C*, 2025, **111**, 024604.
3. A. Koning. TALYS-2.0: A Nuclear Reaction Program, User Manual, 2023.
4. B. S. Ishkhanov et. al., Modified Version of the Combined Model of Photonucleon Reactions, *Physics of Atomic Nuclei*, **78**, 557 (2015).
5. D. Brajnik et. al., Photonuclear reactions in ^{90}Zr , *Physical Review C*, 1976, **13**, 1852.
6. A. Lepretre et. al., The giant dipole states in the $A = 90$ mass region, *Nuclear Physics A*, 1971, **175**, 609.
7. E. Van Camp et. al., Isospin splitting of the giant dipole resonance in ^{89}Y , 1984, *Physical Review C*, **30**, 1182.
8. B.S. Ishkhanov et. al., Cross section of the $^{103}\text{Rh}(\gamma, p)$ reaction, *ZET*, 1963, **45**, 38.
9. A. Lepretre et. al., A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $A=103\text{--}133$ mass region, *Nuclear Physics A*, 1974, **219**, 39.
10. Yu.I. Sorokin, V.A. Khrushchev, B.A. Yuryev, (γ, p) reaction on isotopes ^{112}Sn and ^{124}Sn , *Yadernaya fizika*, 1971, **14**, 1118.
11. V.V. Varlamov et. al., Analysis and evaluation of cross sections of partial photoneutron reactions for Sn isotopes, *BAS*, 2010, **74**, 833.
12. F. Dreyer, H. Dahmen, J. Staube, H.H. Thies, Photonuclear quadrupole resonance in ^{160}Gd , *Nuclear Physics A*, 1972, **192**, 433.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК АЛЬФА-РАСПАДА В ОБЛАСТИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.С. Ульянова¹, Д.Ф. Байрамов¹, К.А. Стопани², М.Е. Степанов²,
С.В. Сидоров², Т.Ю. Третьякова^{1,2}

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

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Москва, Россия*

E-mail: ulianova.vs22@physics.msu.ru

С момента открытия α -распада, одного из основных видов радиоактивности, не прекращается его интенсивное изучение. Особо актуальны данные исследования в области сверхтяжелых элементов (СТЭ), поскольку в процессе синтеза новых изотопов ключевым моментом в их идентификации является наблюдение соответствующей цепочки α -распадов [1].

Феноменологический подход, основанный на локальных массовых соотношениях, давно и успешно применяется для предсказания масс неизвестных ядер. С использованием массовых соотношений для энергии остаточного np -взаимодействия были получены характеристики α -распада для изотопов $Z \leq 106$ [2]. Однако использование данной методики для более тяжелых изотопов невозможно в связи с ограниченностью экспериментальных значений масс ядер в данном диапазоне.

В работе [3] для предсказания энергий α -распада Q_α в области СТЭ используются соотношения для Q_α , аналогичные соотношениям δV_{np} для np -корреляций:

$$\delta Q_{1n-1p}(N, Z) = Q(N+1, Z) + Q(N, Z+1) - Q(N, Z) - Q(N+1, Z+1) \approx 0 \quad (1)$$

$$\delta Q_{2n-1p}(N, Z) = Q(N+2, Z) + Q(N, Z+1) - Q(N, Z) - Q(N+2, Z+1) \approx 0 \quad (2)$$

$$\delta Q_{1n-2p}(N, Z) = Q(N+1, Z) + Q(N, Z+2) - Q(N, Z) - Q(N+1, Z+2) \approx 0 \quad (3)$$

$$\delta Q_{2n-2p}(N, Z) = Q(N+2, Z) + Q(N, Z+2) - Q(N, Z) - Q(N+2, Z+2) \approx 0 \quad (4)$$

Было показано, что методика дает надежные результаты, однако определенный недостаток экспериментальных данных на тот момент не позволил авторам дать предсказания для всей области СТЭ.

В настоящей работе представлены результаты для нуклидов вплоть до $Z = 118$, полученные на основе экспериментальных данных базы AME2020 [4] и дополнительных данных из работ, опубликованных в последние десятилетия, что позволило нам впервые охватить весь диапазон СТЭ.

В таблице 1 приведены отклонения теоретических значений, полученных по формулам (1-4) как по отдельности, так и в результате усреднения всех четырех формул (1-4) и первых трех (1-3), от экспериментальных данных. Между вариантами расчетов нет кардинального различия, для дальнейших расчетов мы использовали вариант усреднения по формулам (1-3).

Таблица 1: Среднеквадратичные отклонения оценок Q_α от экспериментальных значений для разных массовых диапазонов (в кэВ).

$A \geq$	σ для (1)	σ для (2)	σ для (3)	σ для (4)	σ для (1-4)	σ для (1-3)
280	46	53	70	80	57	43
250	59	105	62	113	97	80
240	67	95	73	126	88	75
220	87	88	113	112	91	87

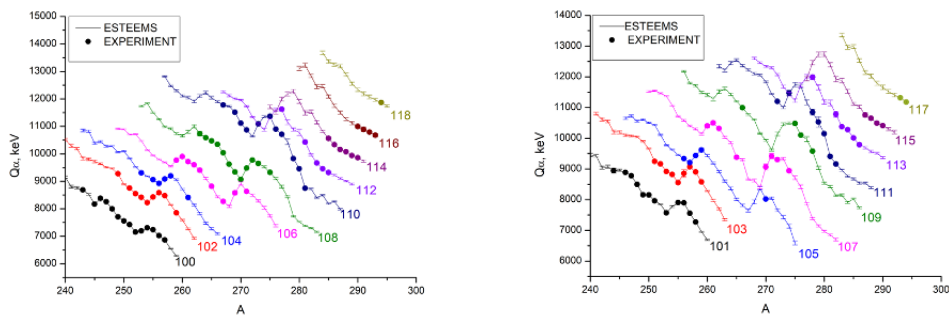


Рис. 1: Зависимость Q_α от массового числа A для изотопов с четным (слева) и нечетным Z (справа). Точки – известные экспериментальные значения Q_α .

На рис. 1 приведены предсказания значений Q_α , полученные с использованием формул (1) – (3). Если известны три из четырех используемых масс, то неизвестная определяется из равенства соотношения нулю. В качестве стартовых выступают существующие экспериментальные значения, они определяют конечную область ядер: предсказания возможны для $Z \leq 118$ и $N \leq 177$. Также экспериментальные данные формируют поверхность Q_α : характерный излом при $N = 162$ и менее выраженный, но явно определенный в эксперименте, излом при $N = 152$.

Взаимосвязь между периодом полураспада и энергией альфа-распада с хорошей точностью может быть описана формулой Виолы-Сиборга [5]:

$$\lg(T_\alpha^{VS}) = (aZ + b)Q_\alpha^{-\frac{1}{2}} + (cZ + d) + h_i \quad (5)$$

где a, b, c, d, h_i – параметры, полученные путем подгонки к экспериментальным данным. Мы уточнили параметры формулы (5) и на основе предсказанных значений Q_α с использованием уточненной параметризации формулы Виолы-Сиборга получили оценки для периодов альфа-распада T_α .

1. Oganessian Yu. Ts., Sobiczewski A., and Ter-Akopian G.M. // *Phys. Scr.* **92** (2017) 023003.
2. Vladimirova E. V. et al. // *Int. J. Mod. Phys. E.* **30** (2021) 2150025.
3. M. Bao et al. // *Phys. Rev. C.* — 2014. — Vol. 90, no. 2. — P. 024314.
4. Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al. // *Chin. Phys. C.* **45**, 3, 030003 (2021).
5. *Acta Phys. Pol.* **B36**, 3095 (2005).

ВЛИЯНИЕ ТЕНЗОРНЫХ СИЛ НА СТРУКТУРУ ИЗОТОПОВ ОЛОВА

А.Р. Хайруллин¹, С.В. Сидоров², Т.Ю. Третьякова^{1,2}

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

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

E-mail: HayrullinAR@my.msu.ru

Одним из наиболее успешных подходов к описанию микроскопической структуры ядра является метод Хартри-Фока с взаимодействием Сфирма [1]. В рамках метода на основе заданного эффективного нуклон-нуклонного потенциала можно получить форму самосогласованного ядерного потенциала для интересующих изотопов. Одним из его преимуществ является возможность отдельного включения тех или иных членов взаимодействия, что позволяет изучать их влияние на структуру ядра. В данном подходе с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа был проведен анализ влияния тензорной составляющей

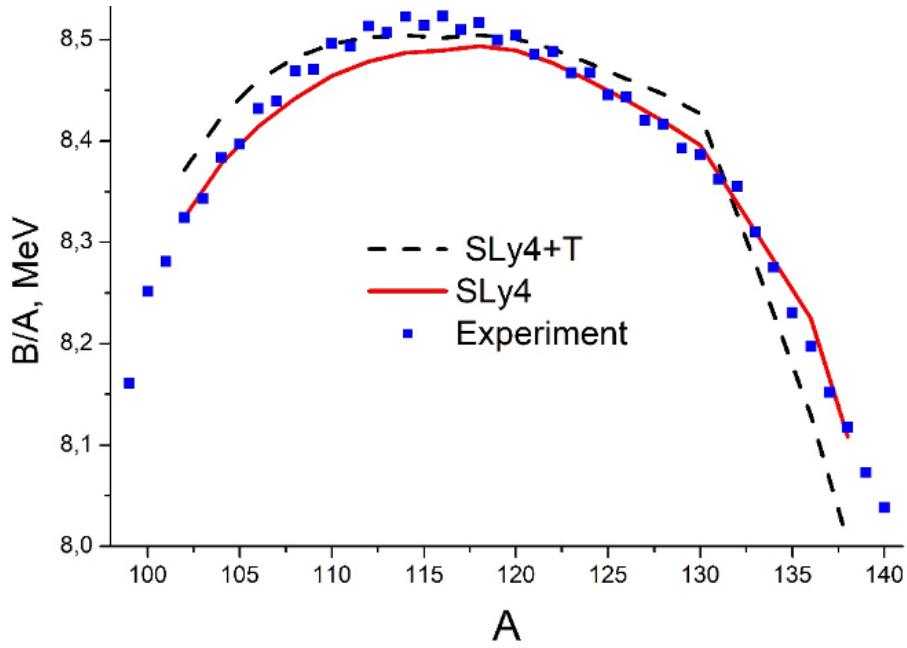


Рис. 1: Удельные энергии связи B/A , полученные при использовании параметризаций SLy4 и SLy4+T. Экспериментальные данные из [6].

взаимодействия на энергии связи изотопов олова и рассмотрена эволюция одночастичных состояний. Для данных изотопов показано, что учет тензорной составляющей приводит к увеличению энергии связи ядер и изменению заселенности отдельных одночастичных состояний в изотопах олова.

На рис. 1 представлены расчеты удельной энергии связи с параметризациями SLy4, широко применяемой в микроскопических расчетах [2], и SLy4+T, включающей тензорную компоненту и полученной без изменения основных параметров взаимодействия [3]. Обе параметризации удовлетворительно описывают экспериментальные данные, при этом учет тензорного вклада приводит к увеличению удельных энергий связи.

Расчеты одночастичной структуры показывают сильное влияние тензорного вклада. На рис. 2 показана зависимость энергий одночастичных состояний нейтронов в ядре олова по мере роста его массового числа. Вклад тензорной части в спин-орбитальное расщепление np -состояний определяется правилом Оцуки: пусть в цепочке изотопов заполняется состояние j' , тогда имеет место быть следующее соотношение:

$$(2j_{>} + 1) V_{j_{>}, j'}^T + (2j_{<} + 1) V_{j_{<}, j'}^T = 0,$$

где $V_{j_{>}, j'}^T$ – матричные элементы тензорного взаимодействия, T – суммарное значение изоспина, $j_{>} = l + 1/2$, $j_{<} = l - 1/2$. Заполнение нейтронами уровня $j_{<}$ увеличивает спин-орбитальное расщепление между протонными уровнями, заполнение же уровня $j_{>}$, напротив, уменьшает. Аналогичное правило выполняется и для тождественных нуклонов с той лишь разницей, что изменение расщеплений будет обратным [4, 5].

На рис. 2 видно относительно небольшое увеличение расщепления между уровнями $2d_{5/2}$ и $2d_{3/2}$ и значительное уменьшение расщепления между уровнями $1h_{11/2}$ ($j_{>} = l + 1/2$) и $1g_{7/2}$ ($j_{<} = l - 1/2$) – эффект сильнее при увеличении j .

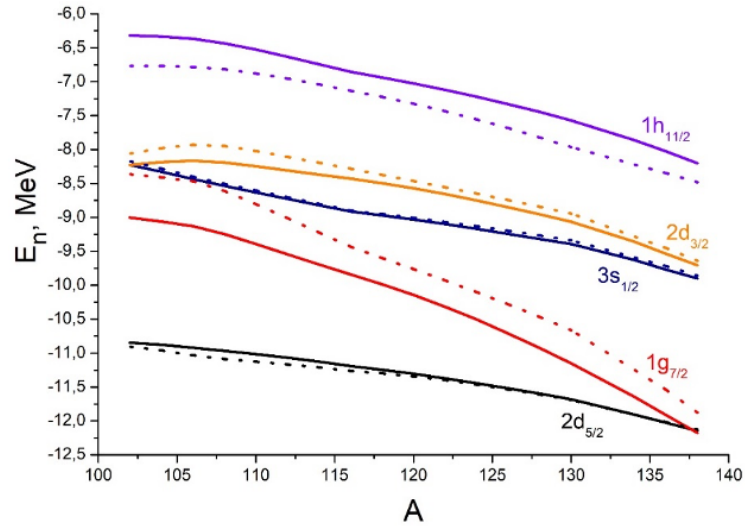


Рис. 2: Эволюция нейтронных одночастичных состояний E_n в зависимости от массового числа A . Пунктирными линиями обозначены данные, полученные при учете тензорного взаимодействия, сплошными – без него.

1. Vautherin D., Brink D. Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C*. — 1972. — Vol. 5.
2. Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities // *Nucl. Phys. A*. — 1998. — Vol. 635.
3. Zalewski M., Dobaczewski J., Satula W. et al. Spin-orbit and tensor mean field effects on spin-orbit splitting including self-consistent core polarizations // *Phys. Rev. C*. — 2008. — Vol. 77.
4. Otsuka T., Sorlin O., Suzuki T. et al. Evolution of shell structure in exotic nuclei // *Rev. Mod. Phys.* — 2020. — Vol. 92.
5. С. В. Сидоров, Т. Ю. Третьякова. Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния // *Ученые записки физического факультета Московского Университета* — 2023 — Vol. 5. — 2350201.
6. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references // *Chinese Physics C* — 2021. — Vol. 45. — 030003-27.

Секция
«Физика высоких
энергий»

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА В РОЖДЕНИИ ПАР ТОП КВАРКОВ

Т.В. Базалевская, Л.Н. Смирнова

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

E-mail: bazalevskaia.tv21@physics.msu.ru

Топ-кварк (t), являясь самым тяжелым из известных фермионов, играет ключевую роль в проверке Стандартной модели (СМ) и в поисках новой физики. В столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере происходит эффективное рождение пар $t\bar{t}$ кварков, что позволяет проводить прецизионные измерения их свойств. Время жизни топ-кварков значительно меньше времени адронизации, поэтому топ-кварки не образуют адронов в комбинации с более легкими кварками. В работе [1] предложена модель образования топониума для области малых масс пар $t\bar{t}$ вблизи порога их образования и наблюдения этого эффекта в канале двухлептонного распада пары $t\bar{t}$ для объяснения квантового эффекта избытка сечения образования пар $t\bar{t}$, недавно найденного в экспериментах Большого адронного коллайдера ATLAS и CMS [2-4].

Помимо доминирующего вклада от сильного взаимодействия, $t\bar{t}$ -пары могут рождаться посредством слабого взаимодействия через обмен виртуальными частицами, что представляет собой квантовый эффект (интерференцию). Измерение этого эффекта критически важно для точной проверки предсказаний СМ и чувствительно к возможным отклонениям, указывающим на новую физику. На основе исследований на ATLAS и CMS проанализированы методы наблюдения квантового эффекта в разных модельных подходах [5-7].

На рис. 1 показано сравнение моделей описания квантового эффекта [8].

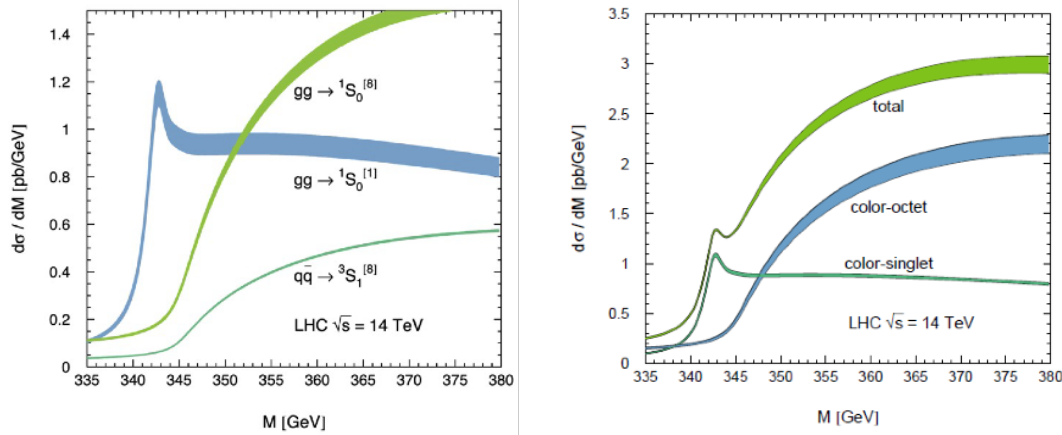


Рис. 1: Модельные распределения инвариантных масс пар $t\bar{t}$ для лидирующих подпроцессов: $gg \rightarrow {}^1S_0$ (зеленая кривая), $q\bar{q} \rightarrow {}^3S_1$ (нижняя кривая) (а), для всех каналов рождения (б) для pp соударений при энергии 14 ТэВ [8].

В эксперименте ATLAS найдено сечение образования синглетного по цвету S-волнового квазисвязанного состояния пары $t\bar{t}$ в области массы около 345 ГэВ равным $9,0 \pm 1,3$ пб [4] в согласии с расчетами в нерелятивистской квантовой хромодинамике. В эксперименте CMS в упрощенной модели образования синглетного по цвету квазисвязанного состояния аналогичное сечение найдено равным $8,8^{+1,2}_{-1,4}$ пб [3]. В работе представлены методы выделения указанных состояний, анализ угловых распределений лептонов от распадов топ-кварков при выделении этих состояний.

1. Fuks B., Hagiwara K., Ma K., Zheng Y.-J. Signatures of toponium formation in LHC run 2 data// JHEP 06 (2020) 158// arXiv:2102.11281
2. The ATLAS Collaboration Observation of quantum entanglement with top quarks at the ATLAS detector//Nature 633 (2024) 542 // ArXiv:2311.07288
3. The CMS Collaboration Observation of a pseudoscalar excess at the top quark pair production threshold // arXiv:2503.22382
4. The ATLAS Collaboration Observation of a cross-section enhancement near the $t\bar{t}$ production threshold in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector // ATLAS-CONF-2025-008 07 Jul 2025
5. Haifeng Li Observation of a cross-section enhancement near the $t\bar{t}$ production threshold with the ATLAS detector // EPS-HEP, July 7-11, 2025, Marseille, France
6. Maltoni F., Severi C., Tentori S., Vryonidou E. Quantum detection of new physics in top-quark pair production at the LHC // arXiv:2401.08751 [hep-ph] 19 Mar 2024.
7. B. Fuks et al., S-wave, color-singlet state with Green's function of non-relativistic (NR) QCD// Eur. Phys. J. C 85 (2025) 157
8. Y.Kiyo et al., Top-quark pair production near threshold at LHC, arXiv:0812.0919, 2009

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО В БЛИЖНЕМ НЕЙТРИННОМ ДЕТЕКТОРЕ SUPERFGD ЭКСПЕРИМЕНТА Т2К

Б.М. Бомбин^{1,2}

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

²*Институт ядерных исследований Российской Академии Наук ,
Лаборатория физики высоких энергий, Москва, Россия*

E-mail: bombin.bm22@physics.msu.ru, bombin@jinr.ru

Одной из ключевых задач в современной физике нейтрино является поиск нарушения СР-четности в лептонном секторе, что может помочь сделать выводы о барионной асимметрии. Эксперимент Т2К – один из ведущих ускорительных нейтринных экспериментов с длинной базой. Его основными задачами являются поиск СР нарушение в нейтринных осцилляциях и прецизионное измерение осцилляционных параметров. В 2024 году была проведена модернизация ближнего детектора ND280. Вместо детектора нейтральных пионов (P0D) было установлено две время проекционные камеры для рассеяния частиц на большие углы относительно направления распространения нейтринного пучка, а также 3D высокосегментированный сцинтилляционный детектор SuperFGD, разработанный и созданный российскими учеными. Для полноценного понимания работы этой системы

детекторов требуется тщательная калибровка как с атмосферными мюонами, так и с использованием нейтринных событий.

В данной работе представлены результаты моделирования прохождения мюонов через детектор SuperFGD с использованием программного обеспечения эксперимента T2K для моделирования и пакета ROOT для анализа данных. Основная цель исследования – проведение верификации модели детектора путем сравнения предсказаний Монте-Карло моделирования с реальными данными. Особое внимание уделено описанию физики процессов: моделированию потерь энергии, учету шумов детектора и временного разрешения, которое является отличительной характеристикой детектора SuperFGD. Результаты исследования позволяют оценить точность существующей модели, идентифицировать возможные расхождения и усовершенствовать алгоритмы реконструкции для последующего точного восстановления энергии нейтрино в ключевых каналах реакций.

1. A. Chvirova et al. Commissioning of 3D-Segmented Neutrino Detector SuperFGD in the T2K Neutrino Beam, Phys.Atom.Nucl. 88 (2025) 2, 260-268.
2. Ю.Г. Куденко Исследование нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах с длинной базой - Успехи физических наук - 2011 - Усп. физ. наук - 181 - 6 - с. 569-594

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ПСЕВДОБЫСТРОТЕ В СТОЛКНОВЕНИЯХ СВИНЕЦ-СВИНЕЦ ПРИ ЭНЕРГИИ 5.36 ТЭВ В ГЕНЕРАТОРЕ HYDJET++ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ LHC

В.С. Братышев¹, Д. А. Мягков^{1,2}, С. В. Петрушанко^{2,3}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Москва, Россия*

³*ОИЯИ, Дубна, Россия*

E-mail: bratyshev.vs22@physics.msu.ru

HYDJET++ [1] – это Монте-Карло модель для генерации релятивистских столкновений тяжелых ионов. Он включает в себя комбинацию двух независимых компонентов: мягкой гидродинамической части для частиц с низкой энергией и жесткой – для высокоэнергичных струй и адронов, учитывающей эффект их гашения из-за потерь энергии в плотной ядерной среде.

Методы изучения плотной адронной материи в физике высоких энергий основаны на релятивистских соударениях тяжелых ионов. Достигнутые энергии на Большом Адронном

Коллайдере (LHC), позволяют создавать экстремальные условия, при которых формируется кварк-глюонная плазма (КГП). Эксперимент CMS [2] – отличный по своим характеристикам детектор для изучения релятивистских соударениях тяжелых ионов на LHC.

В 2025 году коллаборация CMS опубликовала статью [3], описывающую самые новые данные по распределениям заряженных частиц по псевдобыстроте для столкновений Pb-Pb при рекордной энергии в системе центра масс на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ ТэВ. Данные эксперимента CMS были собраны во время запуска RUN3 на ускорителе LHC. В статье приводится сравнение экспериментальных данных с различными моделями, в частности с HYDJET [4], предшественником генератора HYDJET++.

В данной работе рассматривается сравнение экспериментальных данных CMS с результатами, полученными на новой версии генератора HYDJET++, с использованием его базовых настроек. На Рис.1 представлены распределения для центральностей 0-5% и 50-55% для CMS и HYDJET++. Распределения генератора HYDJET++ близки к экспериментальным данным CMS, даже не смотря на то, что специальная настройка генератора не проводилась. В планах на дальнейшую работу предполагается детальная настройка генератора HYDJET++ с целью получения более точных распределений, учитывая как уже набранные экспериментальные данные эксперимента CMS, так и те, которые будут получены в будущем.

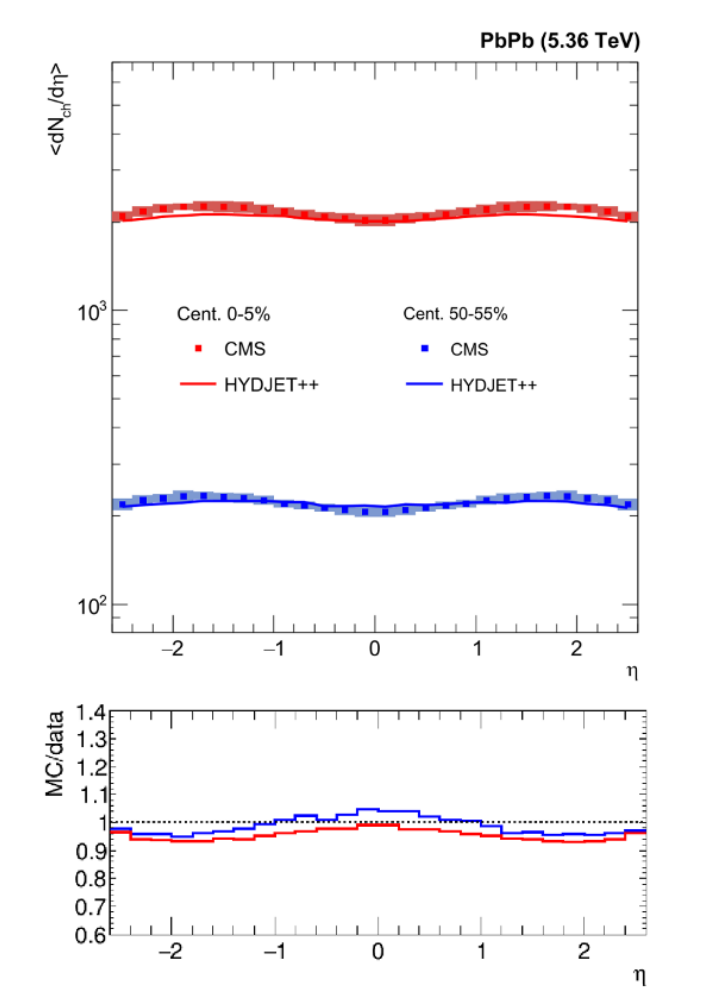


Рис. 1: Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте для столкновений Pb-Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ ТэВ при центральностях 0-5% и 50-55%, полученные в CMS [3] и с помощью генератора HYDJET++ [1].

- Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDrodynamics plus JETs) // Comput. Phys. Commun. 2009. V. 180, 779.
2. S. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration). The CMS experiment at the CERN LHC // J. Instrum. 2008. No. 3, S08004.
 3. A. Hayrapetyan et al. (CMS Collaboration). Pseudorapidity distributions of charged hadrons in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV // Phys. Lett. B. 2025. V. 861, 139279.
 4. I. P. Lokhtin, A. M. Snigirev. A model of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collision and high-pT hadron spectra at RHIC // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 45, 211.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Э.Ф. Длин¹ и О.В. Теряев²

¹*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия,*

²*Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

E-mail: dlin.ef@phystech.edu

Мы исследуем vorticity и сдвиг в кварк-глюонной плазме (КГП), образующейся в столкновениях Au+Au при энергии 9.2 ГэВ, смоделированных с использованием модели Parton-Hadron-String Dynamics (PHSD). Мы вводим новые аналоги этих величин в импульсном пространстве: импульсная vorticity ($\vec{W}_p$) и импульсный сдвиг ($\vec{S}_p$). Эти наблюдаемые величины построены из импульсов и энергий частиц в дискретизированном импульсном пространстве и предлагают косвенный способ исследования гидродинамического поведения. Мы демонстрируем, что структуры и пространственные распределения $\vec{W}_p$ и $\vec{S}_p$ качественно совпадают с таковыми их аналогов в координатном пространстве. Импульсный сдвиг демонстрирует сильную корреляцию с коэффициентом эллиптического потока v_2 . Анализ киральности выявляет предпочтение знака, связанное с импульсным октантом, что указывает на возможную связь с локальным нарушением четности. Наши результаты показывают, что эти наблюдаемые в импульсном пространстве предоставляют достоверный способ изучения вихревых и сдвиговых явлений в тяжелых ионных столкновениях.

АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ФОТОНОВ В РР-СТОЛКНОВЕНИЯХ НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS

С.К. Клушин¹, Л.Н. Смирнова¹

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

E-mail: klushin.sk20@physics.msu.ru

Изучение прямых изолированных фотонов (фотонов, не являющихся продуктами распада резонансов) в протон-протонных столкновениях представляет значительный интерес в физике высоких энергий для проверки фундаментальных теорий взаимодействий: квантовой хромодинамики (КХД), электрослабых процессов, поиска новой физики.

Прямые фотоны рождаются в жёстких процессах и/или процессах фрагментации партонов, характерные диаграммы таких процессов приведены на рис. 1.

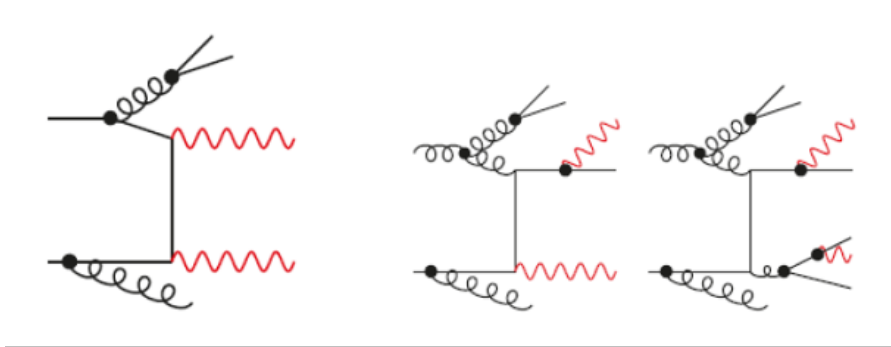


Рис. 1: Диаграммы Фейнмана рождения прямых фотонов: жёсткий процесс (слева) и фрагментация адронов (справа)

Измерения прямых фотонов на эксперименте ATLAS проведены при энергиях протонных столкновений 8 ТэВ на интегральной светимости 20.2 fb^{-1} [1] и 13 ТэВ с интегральной светимостью 36.1 fb^{-1} [2].

Целью работы является проверка возможности аппроксимации спектров прямых изолированных фотонов по поперечному импульсу степенной функцией.

Данные для исследования взяты с портала Hepdata — базы данных физики высоких энергий с опубликованными результатами измерений.

Критерий изоляции накладывает условие на выделение энергии в конусе радиусом $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} = 0.4$ вокруг направления фотона E_{iso}^T , что позволяет отобрать фотоны, не являющиеся продуктом распада адронных резонансов.

Основные критерии отбора таких фотонов следующие:

- При 8 ТэВ: поперечный импульс $P_T > 25 \text{ ГэВ}$, критерий изоляции в конусе $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} = 0.4$: $E_{iso}^T < 4.8 \text{ GeV} + 4.2 \times 10^{-3} \times E_\gamma^T$
- При 13 ТэВ: поперечный импульс $P_T > 125 \text{ ГэВ}$, критерий изоляции в конусе $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} = 0.4$: $E_{iso}^T < 4.8 \text{ GeV} + 4.2 \times 10^{-3} \times E_\gamma^T$

В рамках исследования с помощью пакета объектно-ориентированных программ ROOT были построены и аппроксимированы степенной функцией дифференциальные сечения рождения прямых изолированных фотонов по поперечному импульсу p_T при энергиях

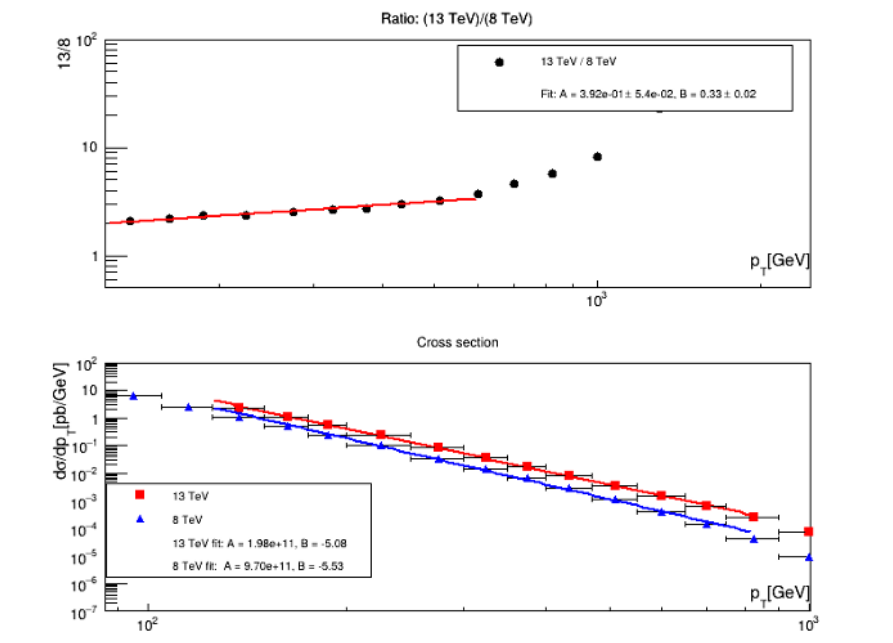


Рис. 2: Дифференциальные инклюзивные сечения прямых изолированных фотонов по поперечному импульсу p_T при энергии с.ц.м. сталкивающихся протонов 8 ТэВ (синие треугольники) и 13 ТэВ (красные квадраты) в центральном интервале псевдобыстрот $|\eta| < 0.6$ – нижний рисунок; на верхнем рисунке черными точками показано отношение этих дифференциальных сечений. Прямые линии показана аппроксимация дифференциальных сечений и их отношения с помощью степенной функции.

центра масс сталкивающихся протонов 8 и 13 ТэВ в областях псевдобыстрот $|\eta| < 0.6$; $0.6 < |\eta| < 1.37$; $1.56 < |\eta| < 1.81$; $1.81 < |\eta| < 2.37$.

На рис. 2 приведены результаты построения и аппроксимации дифференциальных сечений фотонов по поперечному импульсу для центральной области псевдобыстрот $|\eta| < 0.6$. Прямые линии показаны результаты аппроксимации спектров степенной функцией

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = A \cdot p_T^B$$

в двух вариантах выбора интервалов аппроксимации: 1) одинаковых p_T и 2) одинаковых x_T , где $x_T = \frac{p_T \cdot 2}{\sqrt{s}}$ — безразмерная инвариантная переменная. Получены значения показателей степени в зависимости от интервала псевдобыстроты и одинаковых интервалов фитирования по p_T и x_T . Помимо этого, построено и аппроксимировано отношение спектров для 8 и 13 ТэВ для обоих заданий интервалов.

В работе проведен анализ спектров прямых изолированных фотонов для всех интервалов псевдобыстроты, где проведены измерения. В результате получены свидетельства нарушения скейлинга распределений с ростом энергии центра масс, что можно объяснить ростом сечений в области малых X_T . Получена зависимость изменения спектров с увеличением псевдобыстроты.

Также в работе проведено сравнение спектров инклюзивных сечений прямых изолированных фотонов с аналогичными спектрами для Z-бозонов при энергии соударений протонов 13 ТэВ.

1. ATLAS Collaboration. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *HEP-Data (collection)*, 2017. <https://doi.org/10.17182/hepdata.76985>.

2. ATLAS Collaboration. Measurement of the inclusive isolated-photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using 36 fb⁻¹ of ATLAS data. *HEPData (collection)*, 2020. <https://doi.org/10.17182/hepdata.91968>.
3. ATLAS Collaboration. Cross-section measurements for the production of a Z boson in association with high-transverse-momentum jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, *JHEP 06 (2023) 080*.

ПОИСК ПРИЗНАКОВ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ В FCNC-РАСПАДАХ B-МЕЗОНОВ

И.В. Суранович

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

E-mail: suranovich.iv20@physics.msu.ru

Астрофизические наблюдения дают основания предполагать, что тёмная материя существует, однако её состав и природа по-прежнему неизвестны. Несмотря на длительную историю активных поисков гипотетических частиц тёмной материи, до настоящего момента такие частицы непосредственно обнаружены не были. Тем не менее, состоятельных альтернатив представлениям об их существовании не имеется, а все предложенные альтернативные теории (модифицированная гравитация и др.) не могут объяснить всех наблюдаемых явлений, на основе которых был сделан вывод о необходимости существования тёмной материи в форме нового типа частиц.

Недавние результаты эксперимента Belle || по распаду $B \rightarrow KM_X$ [1], где M_X – недостающая масса, показали значительное превышение коэффициента ветвления по сравнению с предсказаниями Стандартной модели (СМ) для распада $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$, единственного процесса в СМ, дающего подобный вклад. Поскольку такие процессы, называемые процессами с нейтральным током со сменой аромата (flavour-changing neutral current, FCNC), в СМ крайне подавлены, будучи разрешёнными только на петлевом уровне диаграмм Фейнмана (в частности, диаграмм типа «коробка» и «пингвин»), это может указывать на наличие новой физики, связанной с производством частиц скрытого сектора и, в частности, тёмной материи (ТМ) через поле некоторого медиатора [2,3]. В данной работе анализируются сценарии, в которых избыток в распадах $B \rightarrow KM_X$ и $B \rightarrow K * M_X$ объясняется взаимодействием фермионных частиц ТМ χ с топ-кварками через медиатор R , имеющий скалярную ($R = \phi$) или векторную ($R = V$) природу.

В работе показывается, что сценарии ТМ со скалярным и векторным медиаторами находятся в согласии с экспериментальными данными распада $B \rightarrow KM_X$ и хорошо описывают форму наблюдаемого превышения по сравнению с СМ, позволяя получить параметры так называемой тёмной модели, в том числе массы и ширины распада фермионов ТМ и массу векторного медиатора, на которую получается строгое ограничение ($M_V \leq 3$ ГэВ) при объединении доступных данных по $\Gamma(B \rightarrow KM_X)$ и верхнего предела по $\Gamma(B \rightarrow K * M_X)$. Друг от друга эти сценарии однозначно различимы по соотношениям дифференциальных распределений в распадах $B \rightarrow KM_X$ и $B \rightarrow K * M_X$, не зависящих от параметров частиц ТМ.

1. Adachi I. et al. Evidence for $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ decays //Physical Review D. – 2024. – Т. 109. – №. 11. – С. 112006.
2. Berezhnoy A., Lucha W., Melikhov D. Analysis of q_{rec}^2 -distribution for $B \rightarrow KM_X$ and $B \rightarrow K^*M_X$ decays in a scalar-mediator dark-matter scenario //arXiv preprint arXiv:2502.14313. – 2025.
3. Berezhnoy A., Lucha W., Melikhov D. Probing vector-vs scalar-mediator dark-matter scenarios in $B \rightarrow (K, K^*)M_X$ decays //arXiv preprint arXiv:2507.10801.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОТЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ ВО ВРЕМЯ ЭКСПЕРИМЕНТА SRC НА BM@N 2022 ГОДА

С.С. Черепанов^{1,2}, Т. Атовуллаев^{2,3}, С.А. Седых², М.А. Пацюк²

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

²*Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

³*Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан,
Алматы, Казахстан*

E-mail: styopacherepanov003@gmail.com

Эксперимент BM@N — это эксперимент с фиксированной мишенью на ускорительном комплексе NICA в ОИЯИ (Дубна, Россия). На нём изучают плотное барионное вещество с помощью пучков лёгких и тяжёлых ионов с кинетическими энергиями 2–6 ГэВ на нуклон. Начиная с 2017 года, в физическую программу BM@N включены исследования короткодействующих двухнуклонных корреляций (КДК) — кратковременных флуктуаций сильно взаимодействующих нуклонных пар, внутри которых нуклоны находятся на расстоянии, сравнимом с радиусом отдельного нуклона, и имеют большие относительные и малые импульсы центра масс (по сравнению с импульсом Ферми).

Первое измерение КДК на установке BM@N было выполнено в 2018 году с использованием пучка углерода с импульсом 48 ГэВ/с и жидководородной мишенью [1]. Исследовались жёсткие квазиупругие реакции $^{12}\text{C}(p, 2p)X$, где X — ^{11}B , ^{10}B , ^{10}Be . Были зарегистрированы 25 событий выбивания SRC-пар и было показано, что детектирование невозбуждённого ядра ^{11}B в конечном состоянии подавляет перерассеяние в начальном и конечном состояниях.

Во втором эксперименте SRC, проведённом в 2022 году, использовалась улучшенная система детекторов, включая новый адронный калориметр и сцинтилляционные счетчики. Внедрение лазерной системы позволило одновременно откалибровать все сцинтилляционные детекторы в отсутствии пучка. Усовершенствованные методы регистрации заряженных частиц позволили провести ряд коррекций, направленных на улучшение временной и

амплитудной характеристик сцинтилляционных счётчиков, расположенных по пути пучка до и после мишени. Эти поправки позволили минимизировать влияние неравномерного сбора света на амплитудное разрешение и достичь временного разрешения порядка 50 пс. Также была проведена амплитудно-файловая коррекция, которая позволила повысить эффективность определения заряда с помощью сцинтилляционных счётчиков.

1. Patsyuk, M., Kahlbow, J., Laskaris, G. et al. Unperturbed inverse kinematics nucleon knockout measurements with a carbon beam. Nat. Phys. 17, 693–699 (2021).
<https://doi.org/10.1038/s41567-021-01193-4>.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ ИЗ ДАННЫХ CLAS12

И.Н. Бороздин¹, Е.Л. Исупов², А.А. Русова^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: borozdin.ilshat2004@gmail.com

Исследование процессов электророждения мезонов в электрон-протонных взаимодействиях является важным инструментом для изучения структуры нуклона и его возбуждённых состояний [1-3]. Одной из ключевых в этой области является реакция $ep \rightarrow e'\pi^+n$, которая чувствительна к динамике сильного взаимодействия в непертурбативной области. Детектор CLAS12 (Jefferson Lab, США) [4] предоставляет возможность для измерения таких процессов в широком диапазоне кинематических переменных. В работе проведён анализ реакции электророждения π^+n с использованием данных детектора CLAS12. Для полного описания реакции было применено разбиение фазового пространства на ячейки по четырём переменным: виртуальности фотона, энергии конечных адронов в системе центра масс виртуальный фотон – протон, косинусу полярного угла эмиссии пиона и азимутальному углу. Такое бинирование привело к рассмотрению ≈ 15400 кинематических областей. Для каждой области построены распределения недостающей массы, которые аппроксимированы с целью выделения сигнала реакции. Дополнительно проведено моделирование на основе Монте-Карло генератора событий, что позволило учесть эффективность работы детектора и внести соответствующие поправки. В докладе представлены выходы реакции электророждения π^+n в зависимости от четырёх кинематических переменных. Полученные распределения служат основой для извлечения сечений и могут быть использованы в дальнейшем для сопоставления с теоретическими моделями и уточнения механизмов рождения мезонов.

1. Burkert V. D. Jefferson Lab at 12 GeV: The Science Program // Annual Review. — 2018. — Авг

2. Burkert V. D. Elouadrhiri L. A. K. P. и др. The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory // University of York. — 2020. — Февр. — DOI: 10.1016/j.nima. 2020.163419.
3. В. Д. Буркерт В. И. Мокеев Б. С. И. Структура нуклонных резонансов из реакции электроорождения $\pi^+\pi^-p$ // Лаборатория им. Джефферсона. — 2019.
4. Jefferson Lab CLAS12. — URL: <https://www.jlab.org/physics/hallb/clas12>.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ В РЕАКЦИИ $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0 \rightarrow e' + p' + \gamma + \gamma$

А.Н. Павлова¹, В.Б. Рыжков¹, А.А. Русова^{1,2}, Е.Л. Исупов²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: pavlovaan@my.msu.ru

Для изучения структуры возбужденных состояний нуклона необходима информация о дифференциальных сечениях электроорождения одиночного пиона на протоне [1], в частности, из канала с рождением нейтрального пиона [2]. Регистрация двух фотонов от распада нейтрального пиона позволяет снизить влияние фоновых событий, однако также приводит к существенному уменьшению статистики. В работе выполнен анализ данных, полученных на детекторе CLAS 12, при начальной энергии пучка электронов 6.535 ГэВ. Разработаны критерии отбора, позволяющие уменьшить число фоновых событий. В результате получены выходы реакции как функция двух переменных: инвариантной массы конечных адронов W и виртуальности фотона Q^2 .

Полученные зависимости выходов реакции как функции двух переменных необходимы для оценки областей кинематических переменных, в которых доступно извлечение дифференциальных сечений. Исследование Монте-Карло моделирования реакции электроорождения нейтрального пиона на протоне дает возможность в совокупности с экспериментальными данными оценить эффективность детектора CLAS 12, это позволит в будущем извлечь информацию о дифференциальных сечениях рассеяния реакции $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0 \rightarrow e' + p' + \gamma + \gamma$.

1. Aznauryan I. G., Burkert V. D. Electroexcitation of nucleon resonances // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2012. — Vol. 67, no. 1. — P. 1-54.
2. Markov N., Joo K., Burkert V. D. [et al.] Exclusive $\pi^0 p$ electroproduction off protons in the resonance region at photon virtualities $0.4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ // Physical Review C. — 2020. — Vol. 101. — P. 015208. — DOI: 10.1103/PhysRevC.101.015208.

АНАЛИЗ ДАННЫХ РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ НА ДЕТЕКТОРЕ CLAS12

В.Б. Рыжков¹, А.Н. Павлова¹, А.А. Русова^{1,2}, Е.Л. Исупов²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: ryzhkov.vb20@physics.msu.ru

Возбуждение нуклонных резонансов (N^*) реальными и виртуальными фотонами открывает доступ к механизмам формирования адронной массы и динамике непертурбативного сильного взаимодействия [1, 2]. Основным источником информации об электромагнитном возбуждении N^* является эксклюзивный канал электророждения одиночного пиона на протоне [3]. Детектор CLAS12 [4] - единственная в мире установка, способная изучить наблюдаемые эксклюзивных каналов электророждения мезонов в еще практически неисследованном диапазоне виртуальностей фотонов $Q^2 < 10 \text{ ГэВ}^2$ и инвариантных масс конечных адронов $W < 3.5 \text{ ГэВ}$.

В докладе будут представлены предварительные результаты анализа данных электророждения нейтрального пиона на протоне, измеренных на детекторе CLAS12, с измерением одного γ -кванта в конечном состоянии. Применение процедуры отбора эксклюзивных событий к анализу данных CLAS12 позволило снизить фоновое загрязнение событий в кинематическом диапазоне, доступных в измерениях экспериментальной группы RG-K CLAS12. Были рассчитаны выходы в различных кинематических ячейках и сделаны их поправки на эффективность детектора с помощью генератора MCEGENpiN radcorr V9b на основе MAID2007 [5]. Полученные результаты необходимы для извлечения сечений эксклюзивного канала электророждения нейтрального пиона на протоне.

1. I.G.Aznauruan and V.D.Burkert, Progr. Part. Nucl. Phys. 67, 1 (2012).
2. V.D.Burkert and C.D.Roberts, Rev. Mod. Phys. 91, 011003 (2019).
3. N.Markov et al. (The CLAS Collaboration), Phys. Rev. C. 101, 015208 (2020).
4. V.D. Burkert, L. Elouadrhiri, K.P. Adhikari et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 959 (2020) 163419
5. <https://github.com/Maksaska/MCEGENpiNradcorr>

ОЦЕНКА ФОНА В РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ДВУХ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ПРОТОНЕ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ДЕТЕКТОРА CLAS12

С.А. Савкин¹, Е.Л. Исупов², А.А. Русова^{1,2}

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

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

E-mail: savkin.sa21@physics.msu.ru

Высоколежащие нуклонные резонансы распадаются преимущественно с рождением двух пионов, поэтому изучение эксклюзивного канала $\pi^+\pi^-p$ является важной составляющей исследований их спектра и структуры [1, 2]. Оценка фона необходима для извлечения дифференциальных сечений электророждения $\pi^+\pi^-p$ на протоне.

В работе рассмотрены отборы для событий реакции двухпионного электророждения на протоне, полученных на детекторе CLAS12, и оценён фон из распределений недостающей массы для каждой ячейки по W и Q^2 .

На рис. 1 показано сравнение распределений недостающей массы π^+ до и после применения отбора на недостающую энергию. Введение этого отбора позволило существенно уменьшить число фоновых событий.

Результаты данной работы в дальнейшем будут использованы для получения дифференциальных сечений электророждения двух заряженных пионов на протоне для каждой ячейки по W и Q^2 в топологии с неизмеренным $\pi^+ : ep \rightarrow e'p'(\pi^+)\pi^-$.

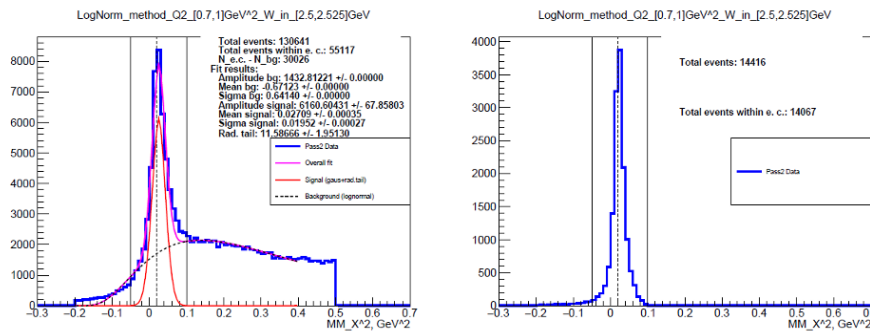


Рис. 1: Сравнение распределений недостающей массы π^+ до (слева) и после (справа) применения отбора на недостающую энергию.

1. P. Achenbach, et al. The Present and Future of QCD // Nuclear Physics A, Volume 1047, 2024.
2. V. I. Mokeev, D. S. Carman Photo-and electrocouplings of nucleon resonances // Few Body Syst. 2022. 63, N3. P. 59.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДОВ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ В НАБЛЮДАЕМЫЕ ИНКЛЮЗИВНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

С.А. Сорокин¹, А.А. Русова^{1,2}, Е.Л. Исупов²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: sorokin.sa19@physics.msu.ru

Проблема генерации массы видимого вещества остаётся одной из центральных в современной физике элементарных частиц. Как известно, примерно 98% массы нуклона формируется за счёт динамики сильного взаимодействия в непертурбативном режиме [1]. Использование электромагнитного излучения является одним из наиболее эффективных методов для изучения структуры адронов. Инклюзивное рассеяние электронов на нуклонах на настоящий момент наиболее детально изучено, а исследование эксклюзивных вкладов одиночного рождения пиона на нуклонах в инклюзивные наблюдаемые позволит отделить вклад резонансных состояний от нерезонансных процессов, что необходимо для извлечения электромагнитных амплитуд нуклонных резонансов.

Наиболее полные данные по эксклюзивным процессам доступны из экспериментов на детекторе CLAS и ожидаются от его модернизированной версии CLAS12 в Лаборатории Джефферсона (Jefferson Lab) [2, 3]. Среди всех каналов реакции наибольший объём экспериментальных данных накоплен для каналов с рождением легчайших мезонов — пионов.

В докладе будут представлены вклады эксклюзивных каналов одиночного электро-рождения пионов в инклюзивные наблюдаемые из экспериментальных данных детектора CLAS в области $1.1 \text{ ГэВ} < W < 1.7 \text{ ГэВ}$ и $0.5 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 4.1 \text{ ГэВ}^2$.

Целью настоящей работы является исследование вкладов реакций электро-рождения одиночных пионов на протоне

$$\gamma^* p \longrightarrow N\pi$$

в инклюзивные наблюдаемые рассеяния электронов.

1. D. S. Carman, K. Joo and V. I. Mokeev, “Strong QCD Insights from Excited Nucleon Structure Studies with CLAS and CLAS12,” *Few Body Syst.* 61, no.3, 29 (2020)
2. V.D. Burkert // Jefferson lab at 12 GeV: The science program, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 68 (2018) 405
3. B.A. Mecking, et al. The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS), *Nucl. Instrum. Methods A* 503 (2003)

РЕЗОНАНСНЫЕ ВКЛАДЫ В МОМЕНТЫ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ ИНКЛЮЗИВНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ДАННЫХ CLAS

Б.А. Фадеенко¹, Е.Л. Исупов², А.А. Русова^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: fadeenko.ba19@physics.msu.ru

Исследования реакций электророждения мезонов на детекторе CLAS позволили впервые получить экспериментальные данные об амплитудах электровозбуждения большинства нуклонных резонансов (N^*), в области масс до 1.75 ГэВ для абсолютных величин квадратов четырех-импульсов виртуальных фотонов $Q^2 < 5.0 \text{ ГэВ}^2$ [1,2]. В докладе представлены результаты оценки резонансных вкладов в поляризованные структурные функции g_1 и g_2 , а также моменты нулевого и второго порядка Γ_1 , Γ_2 , Γ_1^2 , Γ_2^2 и их комбинации Γ_t , d_2 данных структурных функций по четырем различным регионам интереса для инклюзивного рассеяния электронов на протонах. Резонансные вклады получены впервые с использованием экспериментальных данных по амплитудам электровозбуждения N^* в рамках метода развитого в [3,4].

Приведены сравнения резонансных вкладов с значениями, полученными из структурных функций, измеренных на детекторе CLAS [5,6]. Выполненные исследования показали, что вклады N^* в моменты структурных функций составляют от 40 до 90% в области $Q^2 < 5.0 \text{ ГэВ}^2$. Анализ моментов второго порядка показывает большую запутанность резонансных вкладов в отдельных резонансных регионах, а также лидирующий вклад резонансов $N(1535)$ и нового состояния $N'(1720)$.

Данные о вкладах резонансов в наблюдаемые инклюзивного рассеяния электронов позволяют существенно расширить информацию о распределениях партонов в основном состоянии протона в области долей импульсов партонов x сравнимых с единицей, а также откроют новые возможности в изучении кварк-адронной дуальности.

1. D.S. Carman et al., Particles 6, 416 (2023)
2. https://userweb.jlab.org/~mokeev/resonance_electrocouplings23/
3. A. N. Hiller Blin et al., Phys. Rev. C 100, 035201 (2019)
4. A. N. Hiller Blin, V. I. Mokeev, and W. Melnitchouk, Phys. Rev. C 107, 035202 (2023)
5. Y. Prok et al., Phys. Rev. C 90, 025212 (2014)
6. R. G. Fersch et al., Phys. Rev. C 96, 065208 (2017)

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ

В.А. Филатова¹, А.В. Голда^{1,2}, В.В. Чистякова², Е.Л. Исупов², А.А. Русова^{1,2}

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

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

E-mail: filatova.va22@physics.msu.ru

Изучение возбужденных состояний нуклона при помощи реакции электророждения мезонов, такие как $e^-p \rightarrow e^-p\pi^0$, играет ключевую роль в исследовании динамики сильного взаимодействия в непертурбативной области. Экспериментальные данные, получаемые коллаборацией CLAS (Лаборатория Джефферсона, США), содержат многомерные зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ от кинематических переменных: виртуальности фотона Q^2 , инвариантной массы W , углов вылета пиона и др. Традиционные методы описания таких зависимостей сталкиваются с проблемами вычислительной сложности и недостатка данных в отдельных областях фазового пространства.

В настоящей работе предложен подход на основе полносвязных нейронных сетей для предсказания дифференциальных сечений в канале $\pi^0 p$. Разработана модель на базе фреймворка PyTorch Lightning, обученная на экспериментальных данных CLAS12. Модель принимает на вход набор кинематических переменных и выдаёт значение сечения. В качестве функции потерь использовалась среднеквадратичная ошибка (MSE), а качество оценки контролировалось по метрикам MSE и RMSE.

Анализ кривых обучения нейросетевой модели показал стабильную сходимость, выражающуюся в плавном уменьшении значений MSE и RMSE на контрольной выборке без признаков переобучения (Рис. 1) с достижением минимальных значений метрик, приведенных в Таблице 1. Разработанная модель позволяет интерполировать и экстраполировать сечения в областях с недостаточной плотностью экспериментальных данных, что необходимо для надежного извлечения значений структурных функций из дифференциальных сечений рассеяния.

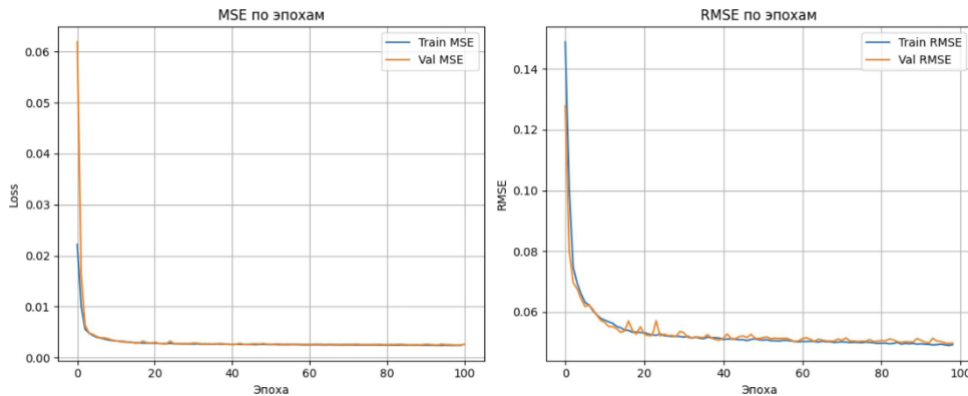


Рис. 1: Динамика обучения модели. Слева: Зависимость среднеквадратичной ошибки (MSE) от номера эпохи. Справа: Зависимость среднеквадратичной ошибки (RMSE) от номера эпохи.

Таблица 1: Минимальные полученные значения метрик

Метрика	Значение
Минимальная Train MSE	0.002392
Минимальная Val MSE	0.002453
Минимальная Train RMSE	0.048904
Минимальная Val RMSE	0.049529

1. A. V. Golda, A. A. Rusova, E. L. Isupov et al. Machine Learning Approach in the Prediction of Differential Cross Sections and Structure Functions of Single Pion Electroproduction in the Resonance Region. *Moscow University Physics Bulletin*, vol. 79, no. 4, pp. 608–621, 2024.
2. В. В. Чистякова, А. В. Голда, А. А. Русова, Е. Л. Исупов. Машинное обучение в задаче предсказания дифференциальных сечений и структурных функций электро-рождения пионов в резонансной области. *Ученые записки физического факультета Московского Университета*, № 2, 2025.

МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ И СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ОДИНОЧНОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

В.В. Чистякова², А.В. Голда^{1,2}, А.А. Русова^{1,2}, Е.Л. Исупов²

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

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

E-mail: chistiakova.vv19@physics.msu.ru

Сильное взаимодействие - одно из четырёх фундаментальных взаимодействий - формирует структуру атомных ядер и адронов. Для изучения эволюции динамики сильного взаимодействия от расстояний необходима информация о спектре и структуре возбуждённых состояний нуклонов, которая в основном извлекается из реакций эксклюзивного электророждения мезонов на нуклонах [1-3]. Исследование каналов электророждения одиночного π -мезона необходимо для независимого изучения электромагнитных параметров нуклонных резонансов, однако в настоящее время экспериментальная информация об однопсионном канале доступна только в ограниченной области фазового пространства. Цель настоящей работы состоит в построении алгоритма для описания дифференциальных сечений реакций электророждения пионов на нуклонах, способного осуществлять интерполяцию данных в пятимерном пространстве.

Эксперименты по рассеянию электронов и фотонов на протонах осуществляются, в частности, в Лаборатории имени Томаса Джефферсона (Jefferson Lab). С 1997 по 2012 г. в её состав входил детектор CLAS [4]. Информация по всем измеренным на детекторе наблюдаемым хранится в CLAS Physics Database – результат совместной работы Hall B Jefferson Lab и ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ [5].

Дифференциальное сечение реакции рождения одиночного пиона на нуклоне под действием виртуальных фотонов в случае неполяризованного электронного пучка описывается выражением [6-7]:

$$\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi}} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \cos \varphi \equiv A + B \cos 2\varphi + C \cos \varphi. \quad (1)$$

Анализ дифференциальных сечений позволяет определить структурные функции, с помощью которых можно выразить амплитуды электровозбуждений резонансов. Эти данные, в свою очередь, служат источником информации о динамике сильного взаимодействия.

В работе исследовались реакции электророждения одиночного пиона на протоне $e^- p \rightarrow e^- n \pi^+$ и $e^- p \rightarrow e^- p \pi^0$. Разработана модель для предсказания значений дифференциальных сечений, представляющая собой полносвязную нейронную сеть [8], которая принимает на вход значения из пятимерного фазового пространства независимых кинематических переменных: энергии электронного пучка E_e , инвариантной массы системы конечных адронов W , квадрата переданного четырёхимпульса виртуального фотона Q^2 , косинуса полярного угла вылета пиона в системе центра масс «виртуальный фотон – протон» $\cos \theta_{\pi}$, угла между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью реакции φ_{π} .

На рис. 1 показан пример результата работы алгоритма для реакции $\gamma v p \rightarrow p \pi^0$ при энергии пучка электронов 5.75 ГэВ.

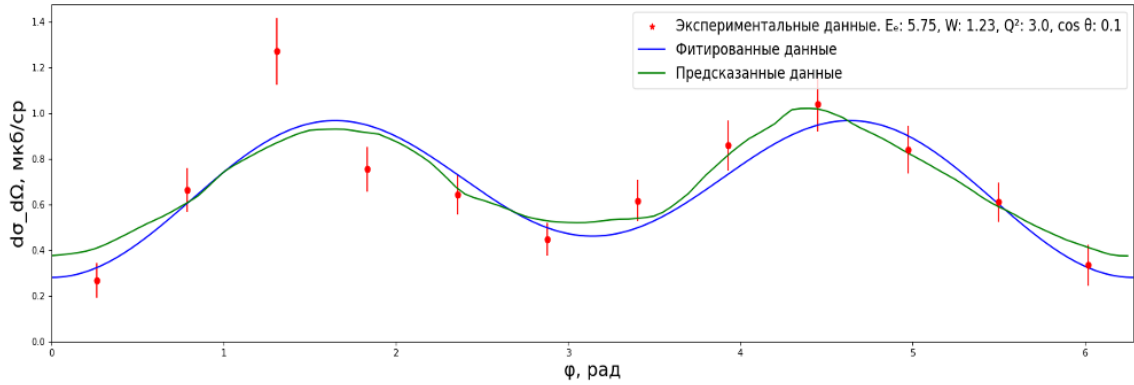


Рис. 1: Зависимость экспериментальных данных (красные точки), фитирования при помощи формулы (1) (синяя кривая) и предсказаний алгоритма (зеленая кривая) дифференциальных сечений $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi}}$ реакции $\gamma v p \rightarrow p \pi^0$ от угла φ_{π} при $E_e = 5.75$ ГэВ, $W = 1.23$ ГэВ, $Q^2 = 3.0$ ГэВ², $\cos \theta_{\pi} = 0.1$.

Из проведённого сравнения во всём фазовом пространстве наблюдается хорошее согласие предсказанных данных с экспериментальными. Таким образом, алгоритм позволяет осуществлять надёжную интерполяцию экспериментальных данных, а значит, может быть использован в качестве Монте-Карло генератора.

1. C.D. Roberts. N* Structure and Strong QCD // *Few Body Syst.* 2018. V. 59. 72.
2. D.S. Carman, K. Joo, V.I. Mokeev. Strong QCD Insights from Excited Nucleon Structure Studies with CLAS and CLAS12 // *Few-Body Syst.* 2020. V. 61, 3.

3. V.I. Mokeev. Nucleon Resonance Structure from Exclusive Meson Electroproduction with CLAS // *Few-Body Syst.* 2018. V. 59, 46.
4. B.A. Mecking, G. Adams, V.D. Burkert et al. The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS) // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2003. V. 503, 3.
5. CLAS Physics Database, <https://clas.sinp.msu.ru/cgi-bin/jlab/db.cgi>
6. I.G. Aznauryan, V.D. Burkert. Electroexcitation of nucleon resonances // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* 2012. V. 67.
7. Ю. А. Скородумина и др. Нуклонные резонансы в эксклюзивных реакциях фото- и электророждения мезонов // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* 2015. № 6, 3.
8. K. Hornik, M. Stinchcombe, H. White. Multilayer feedforward networks are universal approximators // *Neural Networks.* 1989. V. 2, 5.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ БАЗИСАМИ АМПЛИТУД ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ОДИНОЧНОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ

Е.А. Шевченко¹, А.А. Русова^{1,2}, Е.Л. Исунов²

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

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

E-mail: kategydenn@gmail.com

Для изучения структуры нуклона и его возбужденных состояний особую роль играет исследование реакций электророждения одиночных пионов на протоне. При теоретическом описании таких процессов используется несколько эквивалентных наборов амплитуд, в частности: ковариантный базис с инвариантными амплитудами A_i , скалярные амплитуды (CGLN) F_i , спиральные амплитуды H_i . Целью данной работы является получение связи между этими представлениями.

В настоящей работе для реакции $\gamma^* p \rightarrow p \pi^0$ рассматривается переход от ковариантных функций к CGLN-формализму с зависимостью только от энергии в системе центра масс, угла вылета пиона и виртуальности фотона. Для этого был выполнен редуцированный переход от дираковской структуры матричного элемента к оператору $\hat{F}$ в пространстве спиноров Паули. Амплитуда разлагается по базису операторов O_i , построенных из матриц Паули и векторов, характеризующих кинематику процесса. Коэффициенты F_i находятся путём решения системы линейных уравнений, связывающих их с проекциями матричного элемента на указанный базис.

На данном этапе были получены явно выраженные коэффициенты разложения $F_1, \dots, F_4$ в случае фоторождения, соответствующие базисным структурам с продольной и поперечной поляризациями фотона. В дальнейшем предполагается расширение расчётов на полный набор $F_1, \dots, F_6$, т.е. учесть случай ненулевой виртуальности фотона, а также рассмотреть связь с разными формализмами описания реакции, что обеспечит возможность выражать непосредственно экспериментальные наблюдаемые (дифференциальные сечения и поляризационные асимметрии) через рассчитанные амплитуды.

1. Н.Ф. Нелипа. Введение в теорию сильновзаимодействующих элементарных частиц — М.: Атомиздат, 1970
2. Chew G. F. et al. Relativistic dispersion relation approach to photomeson production // Physical Review. — 1957. — Т. 106. — №. 6. — С. 1345.
3. I.G. Aznauryan, V.D. Burkert, T.-S.H. Lee. On the definitions of the $\gamma^* N \rightarrow N^*$ helicity amplitudes. // arXiv preprint arXiv:0810.0997. — 2008.
4. А.И. Ахиезер, М.П. Рекало. Электродинамика Адронов. — К.: Наукова думка, 1977

ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУЙ В РР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В СОБЫТИЯХ С РОЖДЕНИЕМ Z- БОЗОНА (Z+jets)

М.С. Снарская¹, Л.Н. Смирнова¹

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

E-mail: mashasna@mail.ru

В физике высоких энергий процессы рождения Z-бозона, сопровождающиеся рождением струй (Z+jets) играют важную роль. Они служат инструментом для проверки предсказаний квантовой хромодинамики (QCD) [1], изучение таких процессов помогает калибровать и проверять модели Монте-Карло: совмещение электрослабого сигнала с QCD-струями позволяет оценить, насколько точно генераторы воспроизводят процессы излучения глюонов и адронизации. Кроме того, события Z+jets часто выступают существенным фоном в поисках новой физики и прецизионных измерениях, что делает их детальное изучение особенно актуальным. Основные диаграммы Фейнмана для процесса рождения Z+jets показаны на рис.1. На уровне партонов диаграмма слева включает аннигиляцию кварка и антикварка в Z-бозон с испусканием дополнительного глюона, что приводит к появлению одной струи, компенсирующей поперечный импульс Z бозона. Правая диаграмма отвечает слиянию глюонов и испусканию Z бозона одним из образованных кварков. В этом случае направление Z бозона близко к направлению одной из струй. На более высоких порядках теории возмущений возникают процессы с последовательным излучением нескольких глюонов, приводящие к событиям с множеством струй [2].

В данном анализе использован открытый набор данных эксперимента ATLAS за 2016 год протон-протонных столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с интегральной светимостью 10 fb^{-1} .

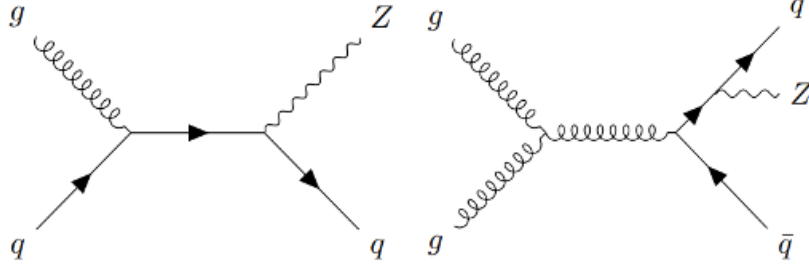


Рис. 1: Диаграммы Фейнмана для событий Z+jets. На левом рисунке аннигиляция кварка и антикварка в Z-бозон с испусканием глюона. На правом рисунке процессы с излучением нескольких глюонов.

Рассматривались события распада Z-бозона на пару лептонов (электронов или мюонов) в сопровождении адронных струй [3].

Результатом анализа является дифференциальное сечение событий по поперечному импульсу лидирующей (с наибольшим поперечным импульсом) струи в отобранных событиях с рождением Z+jets. Полученное распределение поперечных импульсов лидирующей струи в наборе открытых данных приведено на рис. 2.

Дифференциальное сечение, полученное на открытых данных ATLAS, сопоставлено с результатами официального измерения ATLAS [2], выполненного на полном объеме данных сеанса Run 2 с интегральной светимостью 139 fb^{-1} . На рис.3 приведено сравнение этих двух распределений в виде спектров, нормированных на число событий. Из рисунка следует, что форма спектра струи из открытых данных в диапазоне до нескольких сотен ГэВ оказалась близкой к спектру, приведенному в [2].

Полученные результаты показывают, что исследуемое дифференциальное сечение лидирующей струи в событиях с рождением Z-бозона в сопровождении струй имеет сложную форму и не может быть аппроксимирована простой экспонентой или степенной функцией. Результаты работы [2] показывают, что форма распределения согласуется с расчетами использованных Монте-Карло генераторов.

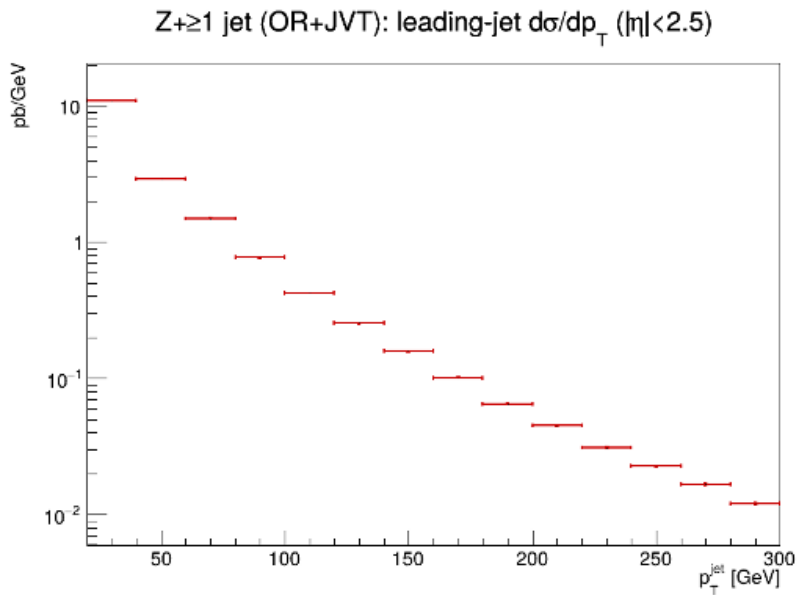


Рис. 2: Дифференциальное сечение процесса $Z + \geq 1$ струя в зависимости от поперечного импульса ведущей струи при $|\eta| < 2.5$, полученное на данных ATLAS Open Data (2016) после применения процедур overlap removal и Jet Vertex Tagger (JVT).

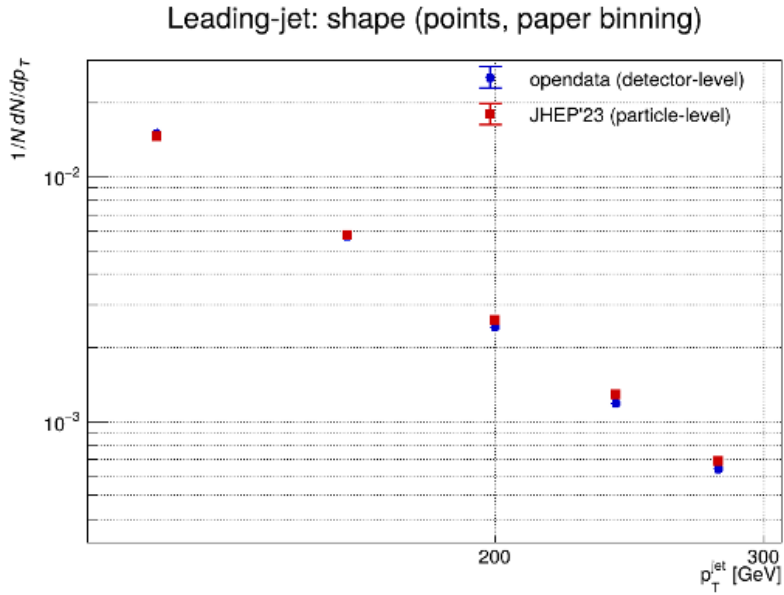


Рис. 3: Сравнение нормированных распределений по поперечному импульсу ведущей струи: результаты данного анализа на уровне детектора и официального измерения ATLAS (JHEP 06 (2023) 080) на уровне частиц.

1. D. J. Gross and F. Wilczek // Asymptotically Free Gauge Theories. I, Phys. Rev. D 8 (1973) 3633.
2. ATLAS Collaboration // Cross-section measurements for the production of a Z boson in association with high-transverse-momentum jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, JHEP 06 (2023) 080
3. ATLAS Collaboration // ATLAS 13 TeV samples collection with at least two leptons (electron or muon), for 2020 Open Data release.

Секция
«Физика космических
лучей и солнечно-
земных связей»

МОДЕЛЬ СМЕНЫ ФАЗЫ ДИПОЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ГКЛ

А.И. Перятинская¹

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

E-mail: szsalexvay@gmail.com

Потоки галактических космических лучей (ГКЛ) близки к изотропным. Однако многие эксперименты фиксируют слабые анизотропии на разных угловых масштабах [1]. Для крупномасштабной компоненты анизотропии, в частности дипольной, наблюдается изменение направления максимальной интенсивности. Иначе говоря, с энергией меняется фаза дипольной анизотропии. В существующих работах смену фазы анизотропии объясняют либо вкладом близких источников [2 — 6], либо особенностями диффузионного распространения ГКЛ в магнитном поле Галактики [7 — 10]. Также рассматриваются комбинации этих гипотез [11]. Обе трактовки имеют недостатки: теории с ближайшими источниками пока не дают описания анизотропии, точного совпадающего с экспериментами; а диффузионные модели являются усредненными, а значит, не учитывают локальные неоднородности магнитного поля.

При этом локальные неоднородности магнитного поля могут влиять на фазу дипольной компоненты анизотропии. В связи с этим, мы выдвигаем гипотезу о том, что разворот фазы — следствие смены режима распространения частиц, определяемой локальными свойствами поля; проверка заключается в выявлении энергетической границы, на которой вклад диффузии начинает доминировать над движением частиц вдоль магнитных линий. Цель работы показать, что разворот фазы дипольной анизотропии является следствием смены режима переноса ГКЛ — от одномерного движения вдоль магнитных линий к классической трёхмерной диффузии — и носит локальный характер, определяемый свойствами поля вблизи наблюдателя.

В результате работы показано, что наблюдаемый фазовый разворот — характеристика потока ГКЛ, определяемая в том числе вектором локального поля в точке наблюдения.

1. Search for the sidereal and solar diurnal modulations in the total MACRO muon data set / M. Ambrosio [et al.] // Physical Review D. — 2003. — Feb. — Vol. 67, no. 4. — P. 042002. — ISSN 1550-7998. — DOI: 10.1103/PhysRevD.67.042002. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.042002>.
2. Extended gamma-ray sources around pulsars constrain the origin of the positron flux at Earth / A. U. Abeysekara [et al.] // Science. — 2017. — Vol. 358. — P. 911–914. — DOI: 10.1126/science.aan4880. — URL: <https://science.sciencemag.org/content/358/6365/911>.
3. Erlykin A., Wolfendale A. The Anisotropy of Galactic Cosmic Rays as a Product of Stochastic Supernova Explosions // Astropart. Phys. — 2006. — Vol. 25. — P. 183–194. — DOI: 10.1016/j.astropartphys.2006.04.001.
4. Blasi P., Amato E. Diffusive Propagation of Cosmic Rays from Supernova Remnants in the Galaxy. II: Anisotropy // J. Cosmol. Astropart. Phys. — 2012. — Vol. 2012. — P. 011. — DOI: 10.1088/1475-7516/2012/01/011.
5. Sveshnikova L., Strelnikova O., Ptuskin V. Spectrum and Anisotropy of Cosmic Rays at TeV–PeV-Energies and Contribution of Nearby Sources // Astropart. Phys. — 2013. — Vol. 50–52. — P. 33–46. — DOI: 10.1016/j.astropartphys.2013.08.007.

6. Excesses of Cosmic Ray Spectra from a Single Nearby Source / W. Liu [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96, no. 2. — P. 023006. — DOI: 10.1103/PhysRevD.96.023006.
7. Common Solution to the Cosmic Ray Anisotropy and Gradient Problems / C. Evoli [et al.] // Physical Review Letters. — 2012. — Vol. 108. — P. 211102. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.211102.
8. Tomassetti N. Origin of the Cosmic-Ray Spectral Hardening // Astrophysical Journal Letters. — 2012. — Vol. 752. — P. L13. — DOI: 10.1088/2041-8205/752/1/L13.
9. Guo Y.-Q., Tian Z., Liu C. Spatial-dependent Propagation of Cosmic Rays Results in the Spectrum of Proton, Ratios of P/P, and B/C, and Anisotropy of Nuclei // Astrophysical Journal. — 2016. — Vol. 819. — P. 54. — DOI: 10.3847/0004-637X/819/1/54.
10. A scenario for the anisotropy of galactic cosmic rays related to nearby source and local interstellar magnetic field / A. Li [et al.] // arXiv. — 2021. — arXiv: 2107.00313 [astro-ph.HE].
11. Interpretation of the Spectra and Anisotropy of Galactic Cosmic Rays / A. Li [et al.] // Universe. — 2022. — Vol. 8, no. 6. — ISSN 2218-1997. — DOI: 10.3390/universe8060307. — URL: <https://www.mdpi.com/2218-1997/8/6/307>.

ПРОГНОЗ МОЩНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ПРОТОННОГО СОБЫТИЯ МЕТОДАМИ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

С.В. Рославцев¹, Н.А. Власова², В.В. Калегает^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: roslavtcev.sv22@physics.msu.ru

Солнечное протонное событие (СПС) — одно из основных проявлений солнечной активности, а также радиационно-опасный фактор космической погоды, что делает прогноз мощности СПС актуальной проблемой. Основными источниками потоков солнечных энергичных частиц считаются две составляющие взрывного процесса на Солнце: солнечные вспышки и корональные выбросы массы. В реальном времени пока доступны экспериментальные данные только по характеристикам вспышки, а именно, по мягкому рентгеновскому излучению Солнца (0.05-0.4 мкм и 0.1-0.8 мкм) во время вспышки: начало вспышки и максимальная плотность потока излучения (рентгеновский балл вспышки). Максимальный поток солнечных протонов обычно достигается через несколько часов (≥ 2 час) после начала регистрации в околоземном пространстве первых протонов, поэтому для прогноза в реальном времени мощности СПС может быть использовано время начала события.

Экспериментальные данные с геостационарных спутников серии GOES доступны каждые 5 мин.

Цель работы заключается в создании системы прогноза в реальном времени двух характеристик СПС: максимального потока протонов с энергией >10 МэВ и времени его наступления (длительности фазы нарастания потока). Для решения поставленной задачи созданы три модели, использующие алгоритмы машинного обучения: линейной регрессии, случайного леса и градиентного бустинга. Обучение моделей производилось по данным каталогов СПС 23 и 24 циклов солнечной активности, представленных на сайте Центра Данных Оперативного Космического Мониторинга (ЦДОКМ) НИИЯФ МГУ в разделе «Космическая погода» [https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/index.php?gcm=1&lang=ru]. Были отобраны СПС, в которых поток протонов с энергией >10 МэВ превышал 10 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$). В качестве входных параметров для моделей использовались рентгеновский балл солнечной вспышки и интервал времени между началом вспышки и началом возрастания потока солнечных протонов. Выполнена валидация моделей, приведены результаты прогнозирования, обсуждается целесообразность использования алгоритмов машинного обучения для решения поставленной задачи.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В 2023 ГОДУ ПО ДАННЫМ ПРИБОРА КОДИЗ

Г.И. Антонюк^{1,2}, А.В. Сазонова^{1,2}, В.В. Бенгин³, И.А. Золотарев²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

³*Государственный научный центр Российской Федерации Институт
медико-биологических
проблем Российской академии наук, Москва, Россия*

E-mail: antonjuk.gi15@physics.msu.ru

В течение 2023 года наблюдалось продолжение роста активности Солнца, связанное с развитием 25 цикла солнечной активности. Наблюдение геомагнитных возмущений и их последствий при помощи различной научной аппаратуры является важной задачей современной науки.

В работе выполнен анализ потоков заряженных частиц в околоземном пространстве, зарегистрированных прибором КОДИЗ на спутнике "Монитор-1". Исследование направлено на выявление изменений интенсивности и спектральных характеристик потоков электронов и протонов в условиях спокойной и возмущенной геомагнитной обстановки. При оценке влияния геомагнитных возмущений были использованы индексы геомагнитной и солнечной активности.

Прибор КОДИЗ (КОмбинированный Детектор ИЗлучений) разработан как новое поколение сверхмалых приборов, предназначенных для радиационного мониторинга и спектрометрических измерений на низкой околоземной орбите. Использование подобных приборов позволяет оперативно получать актуальные данные.

ПРОГНОЗ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛЕЙ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

А.О. Белова¹, И.Н. Мягкова²

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

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

E-mail: belova.ao20@physics.msu.ru

Как известно, радиационные условия в околоземном космическом пространстве в значительной мере определяются потоками заряженных частиц в радиационных поясах Земли (РПЗ). Особенно существенный вклад частиц РПЗ отмечается в периоды минимума солнечной активности, когда потоки солнечных космических лучей практически отсутствуют. Попадание в зоны с большим потоком заряженных частиц может негативно сказаться на работе электронной аппаратуры, установленной на борту космического аппарата, поскольку при попадании в микросхемы могут возникать единичные сбои — как обратимые, так и необратимые[1,2]. И если потоки частиц внутреннего РПЗ относительно стабильны и существуют общепринятые модели, с помощью которых можно достаточно надежно прогнозировать потоки частиц в нем, то внешний радиационный пояс (ВРПЗ) имеет очень нестабильный характер: потоки электронов ВРПЗ могут в течение суток изменяться на несколько порядков, что делает задачу прогнозирования потоков электронов ВРПЗ весьма актуальной.

В ходе данной работы использовались данные низкоорбитального полярного спутника «МЕТЕОР-М» №2 (запущен 08.07.2014) за период с 01.06.2019 00:10 по 01.03.2020 00:00. Орбита спутника «МЕТЕОР-М» №2 солнечно-синхронная, высота в восходящем узле $h = 832$ км, наклонение $i = 98,8^\circ$, период обращения $T = 101.3$ мин. То есть за один виток спутник пересекал внешний РПЗ четыре раза. Электроны релятивистских и субрелятивистских энергий — > 100 кэВ, > 300 кэВ, > 700 кэВ и > 2 — регистрировались с помощью полупроводниковых и сцинтилляционного детекторов. На спутнике «МЕТЕОР-М» №2 было установлено два набора телескопов с углами обзора в 30° , регистрировавшие потоки захваченных (направление детектора перпендикулярно силовым линиям магнитного поля) и высыпającychся (вдоль силовых линий) частиц.

В работе приведены результаты исследования возможности прогнозирования вариаций потоков (применялся логарифм потока) электронов с энергиями > 0.7 и > 2 МэВ внешнего радиационного пояса Земли на круговой полярной орбите с параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, геомагнитными индексами, а также логарифмом потока и прогнозом потока электронов ВРПЗ на геостационарной орбите.

На основе градиентного бустинга на решающих деревьях получены прогнозы с горизонтом 1 и 2 дня на интервале в 8 месяцев 2019 года для максимальных и интегральных потоков за сутки.

1. Белов А.В., Виллорези Дж., Дорман Л.И. и др., Влияние космической среды на функционирование искусственных спутников Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 2004. Т. 44. № 4. С. 502–510. 2004.
2. Iucci N., Leviti, A.E., Belov A.V., Space weather conditions and spacecraft anomalies in different orbits // Space Weather. 2005. V. 3. №1. P. S01001. DOI: 10.1029/2003SW000056
3. Cole D.G. Space weather: Its effects and predictability. Space Sci. Rev. 2003, vol. 107, pp. 295–302. DOI: 10.1023/A:1025500513499.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛЕПТОННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В АНИЗОТРОПНОМ ДИФфуЗИОННОМ ПОДХОДЕ

В.Д. Борисов

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

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: borisov.vd19@physics.msu.ru

Энергетические спектры космических лучей (КЛ) содержат информацию о механизмах, ускоряющих релятивистские частицы в Млечном Пути, а также о свойствах Галактики, определяющих их распространение. Релятивистские электроны и позитроны, распространяющиеся в межзвёздной среде, теряют энергию значительно быстрее, чем более массивные частицы — протоны и ядра. Скорость потерь энергии растёт квадратично с энергией частицы, что приводит к существенному уменьшению расстояния, с которого электроны и позитроны КЛ могут достигать наблюдателя. Для энергий выше 100 ГэВ область, определяющая локальный спектр электронов, ограничивается несколькими килопарсеками [1]. Однако эта область не является сферически симметричной, как предполагается в моделях изотропной диффузии, а имеет вытянутую форму вдоль линий крупномасштабного магнитного поля спиральных рукавов. Это позволяет частицам высоких энергий достигать наблюдателя с больших расстояний, тогда как диффузия вне рукавов существенно замедлена — что критически важно при оценке толщины галактического гало.

В работе выполнен анализ спектров электронов и позитронов КЛ с использованием кода анизотропной диффузии [2, 3]. Модель основана на расчёте компонент тензора диффузии в реалистично смоделированном крупномасштабном магнитном поле Галактики [4, 5] и вычислении концентраций лептонов и ядер КЛ в четырёхмерном фазовом пространстве. Параметры модели согласуются с современным представлением о структуре регулярной и турбулентной компонент магнитного поля [6, 7], а также с динамикой мелкомасштабного турбулентного распространения КЛ [8]. Показано, что переход к анизотропному описанию распространения лептонной компоненты КЛ позволяет уточнить характеристики диффузного синхротронного излучения Галактики и воспроизвести локальный спектр электронов как суперпозицию вкладов сверхновых и пульсаров — без необходимости введения гипотезы о близком источнике для объяснения спектра выше 1 ТэВ.

В рамках модели анизотропной диффузии рассчитаны спектры электронов и позитронов КЛ и исследована пространственная зависимость спектрального индекса при энергиях выше 1 ТэВ. Показано, что анизотропное распространение приводит к увеличению спектрального индекса в областях с интенсивной диффузией и его уменьшению в зонах подавленной диффузии. Наблюдаемая модуляция спектра изменяет структуру диффузного синхротронного фона Галактики, что согласуется с экспериментальными данными и может в дальнейшем позволить независимо оценить толщину галактического гало.

1. Thoudam S. Origin of the break in the cosmic-ray electron plus positron spectrum at 1 TeV // A&A, 690 (2024) A351. doi: 10.1051/0004-6361/202348607
2. Borisov V.D., Yurovsky V.O., Peryatinskysya A.I., Kudryashov I.A. Spatial dependence of the break in the energy spectrum of cosmic rays in the new anisotropic diffusion approach // Phys. Rev. D 112, 023010, 2025. doi: 10.1103/7572-l2zp

3. Borisov V., Kudryahshov I. Four-Dimensional Anisotropic Diffusion of Cosmic Rays in Realistic Galactic Magnetic Fields // PoS(ICRC2025), 501, 2025. doi: 10.22323/1.501.0016
4. Yurovsky, V.O, Kudryashov, I.A. Anisotropic Cosmic Ray Diffusion Tensor in a Numerical Experiment // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys, 2023, V. 87, p. 1032–1034. doi:10.3103/S1062873823702337.
5. Yurovsky, V.O., Peryatinskaya, A.I., Borisov, V.D., Kudryahshov, I.A Numerical study of GCR proton transport// PoS(ICRC2023)., 2023, Art. No. 201. doi:10.22323/1.444.0201.
6. Unger, M., and Farrar, G.R. The Coherent Magnetic Field of the Milky Way //Astrophys.J. 970 (2024) 1, 95. doi:10.3847/1538-4357/ad4a54.
7. Jansson, R., and Farrar, G.R. A new model of galactic magnetic field // The Astrophysical Journal, 2012, V. 757, No. 1, Art. No. 14. doi: 10.1088/0004-637X/757/1/14.
8. Giacinti, G., Kachelrieß, M., Semikoz, D. V. Anisotropic Cosmic Ray Diffusion and its Implications for Gamma-Ray Astronomy// Phys. Rev. D., 2015, V. 91, No. 8. doi:10.1103/PhysRevD.88.023010.

ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ЗВЕЗДЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ ПЛАНЕТ

Э.Е. Буслаева ^{1,2}, Е.С. Беленькая ¹

¹*Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), 1(2),
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Российская Федерация*

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

E-mail: buslaeva.ee21@physics.msu.ru

Считается, что звезды с экзопланетами имеют более высокую металличность, чем звезды без планет [1]. Это может быть связано с большим количеством материала для формирования планетезималей в протопланетных дисках [1]. В настоящей работе для систем с числом экзопланет от одной до семи было построено распределение по металличности родительской звезды. Корреляции между числом систем с большим количеством планет и более высокой металличностью родительской звезды не наблюдается. Наибольшее число систем с одной и несколькими планетами подтверждено у звезд с металличностью близкой к Солнечной. При этом распределение по металличности звезды для каждого рассмотренного числа планет в системе имеет одинаковый вид и положение максимума.

В исследовании Adibekyan было найдено, что гигантские планеты чаще обнаруживаются у звезд с более высокой металличностью [2]. Это связывают с тем, что высокое содержание металлов в протопланетном диске способствует образованию массивных ядер, которые затем могут аккрецировать газ и формировать гигантские планеты [2]. В настоящей работе была рассмотрена зависимость плотности планеты от металличности родительской

звезды систем, содержащих от одной до пяти экзопланет. Более высокая плотность характерна для каменных планет, а газовые гиганты, как правило, имеют более низкую плотность. Ожидалось, что у звезд с большей металличностью увеличится число планет с низкой плотностью. В настоящей работе показано, что наибольшее число планет всех типов подтверждено у звезд с металличностью близкой к солнечной или чуть больше. Роста количества газовых планет у более металличных звезд останавливается на значении 0.3 dex для многопланетных систем и 0.4 dex для однопланетных.

Для систем с одной и несколькими планетами (до пяти) было проведено сравнение распределения по характеристикам, определяющим плотность планеты: масса и радиус. Так же построены распределения по радиусу орбиты и периоду обращения. При наличии отличий в этих распределениях для однопланетных и мультипланетных систем можно было бы предположить существование большого числа однопланетных систем, которые являются таковыми не из-за ограничения возможностей обнаружения планет, а по условиям их формирования. Распределения по радиусу орбиты и периоду обращения у систем с одной и несколькими планетами по своему виду не отличаются друг от друга. В распределение по радиусу планеты у систем есть общий максимум 1.6 – 3.2 радиуса Земли, второй максимум 11.2 – 12.8 радиусов Земли есть только у систем с одной подтвержденной планетой и может соответствовать истинно однопланетным системам. Распределение по массе у однопланетных и мультипланетных систем различается: в мультипланетных системах чаще встречаются планеты меньшей массы и число планет резко падает с ростом массы, в однопланетных системах число планет уменьшается более плавно, что может говорить о том, что в момент формирования системы на каждую планету в мультипланетной системе вещества в протопланетном диске тратилось меньше, чем на планету в однопланетной системе.

1. Fischer et al. THE PLANET-METALLICITY CORRELATION // The Astrophysical Journal, 622:1102–1117, 2005 April 1
2. Adibekyan V. HEAVY METAL RULES. I. EXOPLANET INCIDENCE AND METALLICITY // Geosciences 2019, 9(3), 105; <https://doi.org/10.3390/geosciences9030105>

ДЕТЕКТОР АТМОСФЕРНЫХ И АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЫШЕК НА МАЛОМ КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ «СКОРПИОН»

Е.Д. Воскресенсков^{1,2}, В.В. Богомолов^{1,2}, И.А. Кучеренко^{1,2}

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

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

E-mail: voskresenskoved@my.msu.ru

МГУ с 2018 года реализует программу «Созвездие-270» по запуску спутников формата CubeSat для исследования космической радиации. Новый проект направлен на создание многопиксельного сцинтилляционного детектора ТГС для спутника «Скорпион» (запуск на ССО запланирован на конец декабря 2025 г.). Прибор, в отличие от предшественника ДеКоР (Детектор Космической Радиации) [1], предназначен для регистрации атмосферных гамма-вспышек (TGF) с характерным временем 200 мкс [2]. В основе позиционно-чувствительных модулей ТГС — матрица из 64 детектирующих элементов.

ТГС входит в комплекс из четырёх приборов полезной нагрузки «Скорпиона», включающий также детекторы заряженных частиц, нейтронов, УФ-излучения, оптических вспышек и биоконтейнер для изучения воздействия радиации на микроорганизмы. Каждый из четырёх идентичных модулей ТГС генерирует 5–10 МБ данных в сутки в двух режимах: мониторинг и событийная запись. Для фиксации коротких TGF с низкой светимостью критичны временное разрешение (< 20 мкс) и эффективная площадь детектора.

Технические решения основаны на опыте предыдущих моделей: комбинация сцинтилляторов для сепарации типов излучения и использование флеш-памяти для хранения данных. На данный момент прибор проходит финальную предстартовую подготовку. Прибор получит новые данные о гамма-излучении и частицах с энергиями от 100 кэВ до 10 МэВ и о структуре возникновения TGF и их свойствах.

1. А. В. Богомолов, В. В. Богомолов, А. Ф. Июдин, И. Н. Мягова, С. И. Свертилов. Наблюдение жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек на спутниках формата кубсат группировки Московского университета // Космические исследования, 63(1):13–22, 2025
2. Joseph R. Dwyer, et al. High-Energy Atmospheric Physics: Terrestrial Gamma-Ray Flashes and Related Phenomena // Space Sci. Rev. 2012. V. 173. P. 133-196

ПЕРВЫЕ ДАННЫЕ С ПРИБОРА МАДИЗ

А.Н. Ефимкин¹, С.Д. Анохин¹, Г.И. Антонюк³, И.П. Баканов¹, Е.Ю. Горбач²,
О.Р. Кривачёв⁴, Г.А. Куприянов², И.А. Семенова⁵, Д.А. Тимохин⁶, В.А. Фокин⁷,
Т.А. Фомичев⁸, И.А. Золотарев³

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
факультет космических исследований, Москва, Россия

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

³Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия

⁴Московский авиационный институт,
самолёто- и вертолётостроение, Москва, Россия

⁵ГБОУ Лицей №150 Калининского района Санкт-Петербурга, Москва, Россия

⁶Московский физико-технический институт,
Техническая физика, г. Долгопрудный, Россия

⁷МГТУ им. Н.Э. Баумана, Аппаратно-программное обеспечение систем
искусственного интеллекта, Москва, Россия

⁸НИУ ВШЭ, фундаментальная и компьютерная лингвистика, Москва, Россия

Матричный детектор излучения — это образовательный проект, научной задачей которого является изучение возможности детектирования радиации с помощью фотоматриц. Проект начал создаваться летом 2023 года в рамках проектной смены «Большие вызовы 2023» в Сириусе. Измерение радиации является важным направлением исследования космического пространства, особенно на полярной орбите. Прибор МАДИЗ запущен на эту орбиту. Он проводит наблюдения радиационного фона во время максимума солнечной активности. Важной особенностью прибора является простота детектирующей части. Это матрица фотокамеры. Схожие сенсоры установлены на многих кубсатах, поэтому алгоритмы, используемые на приборе, можно использовать на уже запущенных спутниках, и измерять радиацию сразу в разных точках орбиты в одно время. Наш прибор фиксирует пролеты отдельных частиц через матрицы. Особый интерес представляют солнечные протоны высоких энергий, так как они составляют значительную часть радиационного фона. Также их количество на околоземной орбите сильно меняется со временем.

За первые 11 месяцев полета были проведены серии включений для накопления данных в разных частях орбиты, включая измерения вблизи Южной Атлантической аномалии. В этой части орбиты были получены данные о значительно более высоких значениях потока по сравнению с другими областями. На рис. 1 показаны некоторые из этих измерений, также показаны данные с приборов ДЕКОР (если были измерения), которые установлены на этом же спутнике.

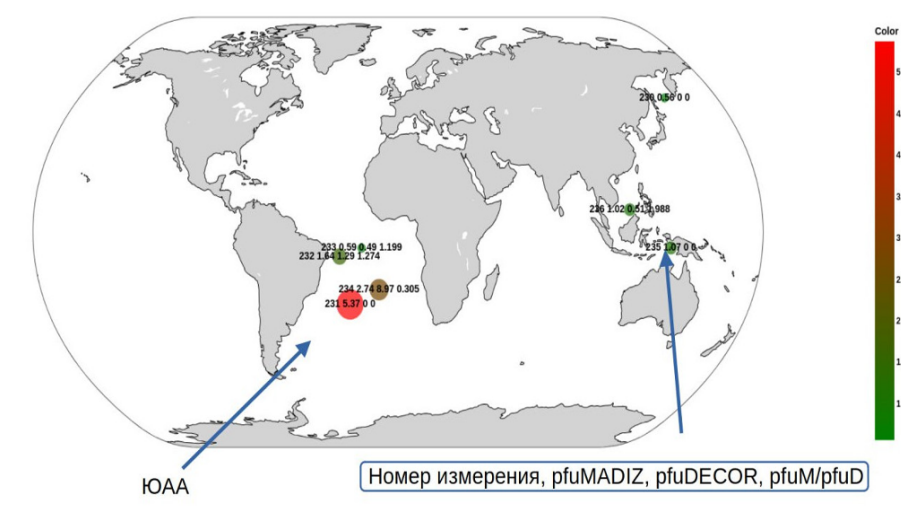


Рис. 1: Карта с данными прибора МАДИЗ

МАДИЗ запущен в ноябре на кубсате 6U «Альтаир» на полярную орбиту. Прибор состоит из двух основных частей. Это детекторная часть, которая состоит из двух Raspberry pi HQ camera, и вычислительная часть. Она состоит из Raspberry pi CM4. Эти части крепятся на спутник через алюминиевые пластины. Позже, когда алгоритм детектирования частиц будет доработан его можно загрузить на уже запущенные спутники, которые используют схожие матрицы.

АНАЛИТИКО-ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ

И.Ю. Зобова^{1,2}, С.А. Красоткин^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: zobovaiy@my.msu.ru

Солнечная активность (СА) — это совокупность всех локальных процессов, происходящих на Солнце, включая изменения магнитных полей Солнца и связанные с ними спорадические и рекуррентные явления. Вариации солнечной активности влияют на геофизические, климатические и биологические процессы на Земле. Прогнозирование солнечной активности важно для космических миссий и защиты аппаратуры космических аппаратов от радиации. Поэтому изучение физической природы и построение единой модели солнечной цикличности остаётся одной из ключевых нерешенных задач в физике Солнца.

Целью настоящей работы является построение аналитико-феноменологической модели вариаций солнечной активности и проверка ее прогностической способности. Для этого были использованы данные Бельгийской королевской обсерватории о среднем ежемесячном числе солнечных пятен (SSN) с февраля 1755 года, охватывающие 24 полных цикла солнечной активности (в исходной и пересмотренной версиях временного ряда). С помощью метода сингулярного спектрального анализа (SSA), описанного в работе [1], были выделены три главных компонента, соответствующих вековой, 11-летней и квазидвухлетней вариациям солнечной активности. Для улучшения качества модели была проведена оптимизация входного параметра метода SSA. Также рассмотрен вопрос о наличии связей между выделенными компонентами, а именно об амплитудной и частотной модуляции вековым циклом более высокочастотных периодических составляющих. Модель солнечной цикличности была апробирована путем прогнозирования каждого компонента на текущий 25-й цикл солнечной активности. Полученные прогнозы были объединены и сопоставлены с данными наблюдений индекса SSN до октября 2025 года включительно.

1. 1. Голяндина Н.Э., Некруткин В.В., Степанов Д.В. Варианты метода «Гусеница»-SSA для анализа многомерных временных рядов // Труды II Международной конференции «Идентификация систем и задачи управления» SICPRO'03. С. 2139-2168. 2003.

ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЙ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА КОДИЗ-2 ДЛЯ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

И.А. Золотарев¹, В.В. Бенгин^{1,2}, О.Ю. Нечаев¹, Г.И. Антонюк^{1,3}, А.М. Садыков^{1,3},
А.В. Сазонова^{1,3}, П.В. Седых^{1,3}, С.И. Свертилов³, В.В. Богомолов³, В.И. Оседло¹

¹ НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

² ГНЦ ИМБП РАН, Москва, Россия

³ Физический факультет МГУ, Москва, Россия

E-mail: zolotarev@sinp.msu.ru

В НИИЯФ МГУ на малых космических аппаратах проводятся исследования радиационной обстановки с использованием спектрометров начиная с 2022 года. Прибор КОДИЗ - комбинированный детектор излучения был запущен в 2022 г. на спутнике Монитор-1 и содержал телескоп детекторов, который позволил провести оценку возможности создания спектрометров сверхмалого размера. В 2024 году в составе спутника Альтаир был запущен прибор СУП спектрометр универсальный протонов и в данный момент прибор проходит летные испытания. Для будущих исследований на спутнике Скорпион подготавливается прибор КОДИЗ-2, который состоит из трех телескопов детекторов и черенковского детектора. Области чувствительности телескопов детекторов направлены ортогонально, что позволит получать информацию о потоках захваченных частиц в радиационных поясах и о потоках высыпающихся частицах. Полупроводниковые детекторы в телескопах дополнены сцинтилляционным CsI детектором, что позволило расширить энергетический диапазон регистрации протонов до 80 МэВ. Наличие на околоземной орбите сети спутников со спектрометрами позволит создать систему оперативного мониторинга радиационных условий на низкой околоземной орбите.

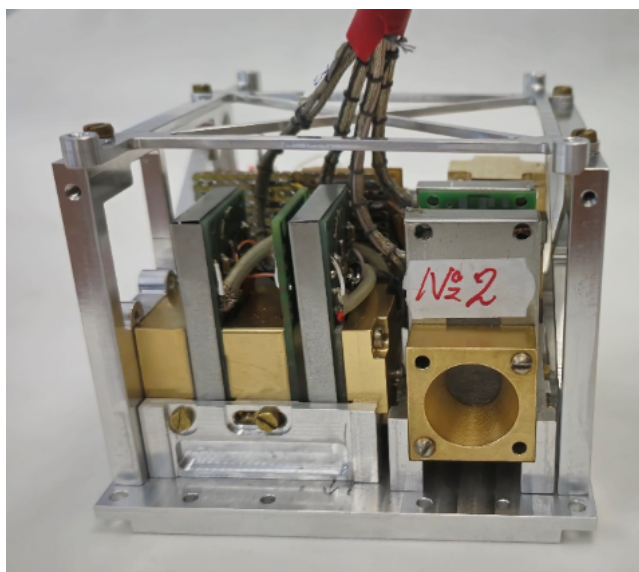


Рис. 1: Телескопы детекторов прибора КОДИЗ-2

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ОЦЕНКИ ПЕРВИЧНОЙ ЭНЕРГИИ ШАЛ ТЕЛЕСКОПОМ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА УСТАНОВКИ СФЕРА-3

Т.А.Колодкин

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

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: tka002@mail.ru

Оценка энергии производится с использованием полного интеграла ФПР черенковского света Q . Из моделирования получено, что при фиксированной энергии первичной частицы присутствует зависимость Q от расстояния R от оси ливня до центра телескопа. Оценка энергии производится путем получения Q^{exp} и R^{exp} для события и обратной интерполяции по зависимости $Q = Q(E_0, R)$, полученной из моделирования. Для корректного определения ФПР не рассматриваются образы, ось которых лежит вне мозаики. Но из-за флуктуаций в сигнале или его недостатке возникают события, в которых ось определяется на мозаике детектора, хоть лежит вне неё. Эта проблема влияет на статистическую ошибку в методе оценки энергии. Для её устранения были разработаны критерии, которые позволяют отбросить некорректные данные и, тем самым, повысить качество метода оценки энергии.

О ТЕЧЕНИЯХ В ОКРЕСТНОСТЯХ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НОАА 11158 НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ ПОДФОТОСФЕРНОЙ ЗОНЫ

А.М. Коновалихин^{1,2}, А.В. Гетлинг²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: konovalikhin.a21@physics.msu.ru; A.Getling@mail.ru

Сделана попытка реконструировать трёхмерную структуру течений на Солнце на основе гелиосейсмологических данных и данных оптических наблюдений и попутно составить представление о надежности измерений скорости. Для этого использованы найденные гелиосейсмологическими методами скорости вещества на различных глубинах конвективной зоны, вертикальные скорости в фотосфере, определенные прямыми доплеровскими

измерениями и горизонтальные скорости в фотосфере, найденные методом локального корреляционного трассирования (ЛКТ).

Представлены результаты анализа временного и высотного изменения коэффициента корреляции между вертикальными скоростями V_z и дивергенцией горизонтальных скоростей $divV_{xy}$ в конвективной зоне. Рассмотрены глубины от 0.5 Мм до 19 Мм в разные моменты развития активной области NOAA 11158 (с 09.02.2011 до 18.02.2011). Выделены три промежутка времени: до конца 12.02.2011 область находилась в спокойном состоянии; затем она стала активной, началось формирование восходящих потоков, что сопровождалось плавным изменением коэффициентов корреляций в течение примерно суток; после этого с начала 14.02.2011 восходящие потоки окончательно установились (рис. 1). Поведение временных зависимостей коэффициента корреляции позволяет установить наличие переходного периода, закончившегося стабилизацией течений.

Обнаружено различие характера изменения со временем коэффициента корреляции на разных глубинах: уменьшение на уровнях 2 и 4 Мм и увеличение на более глубоких уровнях. Также отмечено, что распределение коэффициента корреляции по глубинам в установившийся активный период (14.02–16.02) отличается от распределения в спокойный период (11.02–12.02) — корреляция на уровнях 2 и 4 Мм становится меньше, чем на других уровнях. Обнаружено, что V_z на уровнях 2 и 4 Мм в границах восходящего потока имеют большие положительные значения, а $divV_{xy}$ положительна лишь в кольцеобразных структурах, которые опоясывают области с отрицательными значениями (рис. 2). Имеются основания для предположения, что на уровнях 2 и 4 Мм в период активности данной области характер распределения V_z в восходящем потоке отличается от того, что показывают V_z , определённые гелиосейсмологическими методами. С этим связано падение коэффициента корреляции на этих уровнях. На уровнях более глубоких, чем 4 Мм, кольцеобразные структуры в поле скоростей пропадают. И V_z , и $divV_{xy}$ в восходящем потоке приобретают большие положительные значения. Оказывается, что на таких глубинах в восходящем потоке, который занимает существенную часть рассматриваемой площадки, упорядоченность становится выше, чем в невозбуждённых условиях.

Был также проведен анализ связи горизонтальных скоростей в фотосфере, полученных методом ЛКТ, со скоростями на уровне 0.5 Мм, полученных гелиосейсмологическими методами (ломаные линии с точками на рис. 1). Независимость от времени корреляции между этими величинами свидетельствует о том, что применённый вариант метода ЛКТ в целом адекватно воспроизводит скорости в фотосфере, которые оказались согласующимися со скоростями в нижележащем слое.

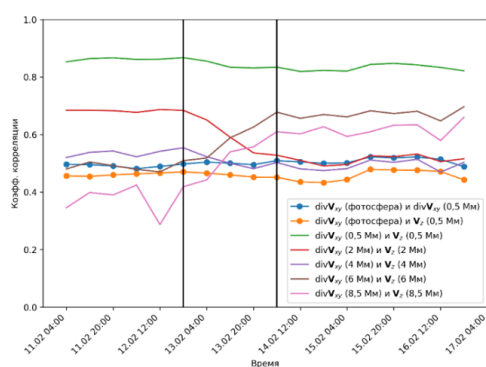


Рис. 1: Линии с точками: временной ход коэффициента корреляции между $divV_{xy}$, рассчитанной по горизонтальным скоростям в фотосфере и гелиосейсмологически для уровня 0.5 Мм, и между $divV_{xy}$ в фотосфере и V_z на уровне 0.5 Мм. Остальные линии: временной ход коэффициента корреляции между V_z и $divV_{xy}$ на уровнях 0.5, 2, 4, 6 и 8.5 Мм. Вертикальные прямые: моменты начала и окончания формирования восходящих потоков.

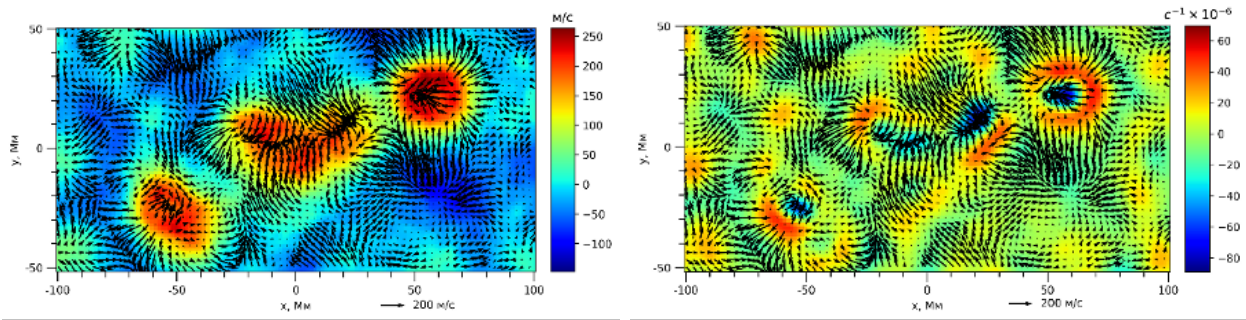


Рис. 2: Карты течений на уровне 2 Мм. Все величины усреднены в промежутке времени 15.02.2011 15:59:38 — 15.02.2011 23:59:38. Цветом слева показаны вертикальные скорости, справа — дивергенция горизонтальных скоростей. Стрелками — горизонтальные скорости.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD 209458b МЕТОДАМИ ПАРАБОЛОИДНОЙ И МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛЕЙ

А.С. Кротов^{1,2}, Е.С. Беленькая¹

¹Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), 1(2),
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Российская Федерация

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический
факультет, Ленинские горы, Москва, 119991, стр. 1(2)

E-mail: a-krotov.2014@mail.ru

В статье Жилкина и Бисикало [1] описываются магнитосферы горячих юпитеров, находящихся вблизи от альфвеновской точки звездного ветра родительской звезды, в которой альфвеновское число Маха равно 1. В частности, авторы проводят моделирование экзопланеты HD 209458b, также известной под неофициальным названием Осирис. Поскольку эта экзопланта находится в пограничной зоне между режимами обтекания звездным ветром с альфвеновским числом Маха больше и меньше единицы, рассматриваются, соответственно, сверх-альфвеновский и до-альфвеновский случаи.

Ранее мы проводили моделирование магнитосферы экзопланеты HD 209458b в параболической модели магнитосферы [2], поэтому логично будет провести сравнение результатов, полученных при помощи параболической модели, с результатами, полученными Жилкиным и Бисикало [1].

Несмотря на методологические различия, полученные результаты показывают общую согласованность в описании масштабной структуры магнитосферы HD 209458b. Параболическая модель обеспечивает качественную оценку геометрии и ориентации магнитосферных элементов, являясь удобным инструментом для предварительного анализа, в то время как МГД подход позволяет глубже исследовать физические процессы, связанные с перераспределением плазменных потоков и возникновением локальных неустойчивостей.

1. Жилкин и Бисикало, *Астрономический журнал*, №7, 547-562 (2019)
2. Belenkaya et al., *AApTr*, Vol.34, Issue 3, 277-294 (2024)

ДИНАМИКА ВЫСОКОШИРОТНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПО ДАННЫМ ПОЛЯРНЫХ СПУТНИКОВ

А.С. Манина^{1,2}, В.В. Калегает^{1,2}, В.Д. Николаева², Р.Е. Сараев^{1,2}, А.Р. Иванова^{1,2}, Н.А. Власова²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: alinmanina73@yandex.ru

Магнитосфера Земли — динамичная и непрерывно изменяющаяся система, форма которой меняется под воздействием межпланетной среды: солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Вариации параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля могут быть триггером для развития в магнитосфере геомагнитных бурь. Наиболее яркие проявления можно наблюдать в высокоширотной магнитосфере. Присутствие различных популяций заряженных частиц (солнечных энергичных частиц, энергичных электронов внешнего радиационного пояса и авроральных частиц, высыпающихся в области аврорального овала) создают возможность для исследования структуры и динамики высокоширотной магнитосферы во время магнитной бури. В период 24.02 - 25.02.2023 г. на Солнце наблюдалась серия взрывных процессов, в результате которых в околоземном пространстве были зарегистрированы два солнечных протонных события. Корональный выброс массы от 24.02 пришел в околоземное пространство 26.02, предшествующая ему ударная волна была зарегистрирована в ≈ 18 UT. В магнитосфере произошла сильная магнитная буря с $|Dst|^{max} \approx 140$ нТл.

Представлены результаты исследования во время магнитной бури 27.02.2023 г. динамики высокоширотных границ основных магнитосферных структур: области проникновения солнечных протонов с энергиями 310 МэВ; области высыпаний авроральных электронов и ионов с энергиями ≈ 30 эВ–30 кэВ; положений границ захвата и максимальных потоков электронов с энергиями > 100 кэВ внешнего радиационного пояса Земли. Работа выполнена на основе экспериментальных данных по потокам заряженных частиц, полученных на низкоорбитальных полярных спутниках Метеор-М2 и DMSP в вечернем и утреннем секторах по местному времени. Получено, что границы всех магнитосферных структур смещаются на более низкие широты во время главной фазы магнитной бури, наблюдается утрете-вечерняя асимметрия. Сильное смещение границ к более экваториальным широтам в вечернем секторе связано с образованием частичного кольцевого тока на главной фазе бури. Вариации потоков электронов > 100 кэВ внешнего радиационного пояса наблюдаются в плазменном слое хвоста магнитосферы. Нахождение солнечных энергичных протонов в полярные области свидетельствует о различных процессах проникновения частиц.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»).

СВЯЗЬ ХАРАКТЕРИСТИК ЭКЗОПЛАНЕТ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССОМ РОДИТЕЛЬСКОЙ ЗВЕЗДЫ

Г.А. Морозов^{1,2}, Е.С. Беленькая¹

¹*Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), 1(2), Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Российская Федерация*

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

E-mail: morozov.ga21@physics.msu.ru

Ключевые слова: экзопланеты, мини-Нептуны, суперземли, провал Фултона, частота встречаемости, спектральные классы звёзд.

Характеристики экзопланет, такие как радиус, масса, плотность и пр. напрямую зависят от того, как формировалась планетарная система. Важной характеристикой системы является спектральный класс родительской звезды. Мы проверяем зависимости характеристик экзопланет от спектрального класса родительской звезды, предполагая, что при формировании планетарных систем важную роль для будущего системы играет количество материала в протопланетном диске и влияние звезды на формирование планет, опираясь на [1]. Данные берутся из каталога экзопланет НАСА.

Показано, что при увеличении температуры звезды (изменении спектрального класса) увеличивается диапазон радиусов и масс, уменьшается диапазон плотностей экзопланет в системах. При больших температурах родительских звёзд увеличивается медианный радиус и медианная масса экзопланет, что косвенно свидетельствует о том, что с ростом количества материала и его массы для формирования планет и звёзд увеличивается и температура звезды.

Был исследован так называемый разрыв Фултона – в распределении экзопланет по радиусу наблюдается уменьшение количества планет в области 1,5 – 2 радиусов Земли. Дается возможное объяснение этому явлению. Согласно [2] положение провала должно зависеть от родительской звезды, это утверждение проверяется. Сравнивается доля встречаемости суперземель и мини-Нептунов среди всех планет, а также доля планет с малой массой для разных спектральных классов родительских звёзд.

Была исследована частота встречаемости экзопланет с разными спектральными классами родительских звёзд. Сравниваются частоты встречаемости для разных параметров планет (радиусы, периоды) и спектральных классов родительских звёзд.

1. G. D'Angelo and J. J. Lissauer, Handbook of Exoplanets pp. 2319-2343 (2018).
2. B. J. Fulton and E. A. Petigura, Astronomical Journal 156, 264 (2018).

СПЕКТР ДИФFUЗНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА В ОБЛАСТИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А. Наумов¹, Т.А. Джатдоев²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: naumov.va20@physics.msu.ru

Наблюдение диффузного галактического гамма-излучения (galactic diffuse γ -ray emission, GDGE), возникающего главным образом в результате взаимодействия космических лучей (КЛ) с межзвездной средой и/или фотонным полем, является очень важным методом изучения распределения, распространения и взаимодействия КЛ в Млечном Пути. Диффузное гамма-излучение галактического диска в области энергий от 100 ТэВ до 1 ПэВ было впервые обнаружено в эксперименте Tibet-AS γ [1]; более точные измерения спектра GDGE были проведены в эксперименте LHAASO [2]. При измерении спектра GDGE вклад разрешенных дискретных источников исключается с помощью маскировки, однако неразрешенные дискретные источники вносят некоторый вклад в спектр GDGE, измеренный в экспериментах Tibet-AS γ и LHAASO.

Таким образом, гамма-кванты, образующиеся после взаимодействия КЛ с межзвездной средой и/или фотонным полем, излучение ансамбля неразрешенных источников и изотропная компонента от внегалактических источников образуют поток диффузного гамма-излучения [3].

$$\phi_{\text{diff}}(E, \Omega) = \phi_{\text{ism}}(E, \Omega) + \phi_{\text{sources}}^{\text{unres.}}(E, \Omega) + \phi_{\text{extra}}(E).$$

Выделяя большое число разрешенных источников и тем самым уменьшая количество неразрешенных и пренебрегая вкладом внегалактических источников, мы можем считать, что спектр диффузного гамма-излучения в плоскости Галактики является исключительно продуктом взаимодействия КЛ с межзвездным веществом. На основе спектров протонов из работ: Lipari и Vernetto [4], Hu [5], Norandel [6] и LHAASO [7] с использованием модели концентрации осесимметрично распределенного в Галактике газа из работы Lipari и Vernetto [4] и моделей полного и дифференциального сечений из работы [8] были получены модельные спектры GDGE для внутренней ($15^\circ < l < 125^\circ$, $b < 5^\circ$) и внешней областей галактики ($125^\circ < l < 235^\circ$, $b < 5^\circ$). Измерения спектра GDGE детектором LHAASO-KM2A были проведены в этих областях галактического диска; статистическая значимость регистрации сигнала составляет 29.1σ и 12.7σ , соответственно. Были предложены аппроксимации данных коллаборации LHAASO для внутренней и внешней областей Галактики. Была использована симуляция неразрешенных источников в моделировании потока диффузных гамма-квантов согласно их оценке из работы Каси [9], так как был сделан вывод о том, что спектр диффузного гамма-излучения в плоскости Галактики нельзя считать исключительно продуктом взаимодействия КЛ с межзвездным веществом, так неразрешенные источники дают существенный вклад особенно во внутренней области Галактики. Были вычислены средние квадратичные отклонения формы смоделированных спектров от аппроксимации. Был отобран наилучший спектр протонов путём поиска наименьшего отклонения между расчётом потока гамма-квантов от данного спектра протонов и аппроксимации данных LHAASO. Была исследована модель Галактики с учётом спиральных рукавов и искривления средней плоскости диска из работы Johannesson [10].

На рис. 1 представлены спектры протонов в одних осях из работ: Lipari и Vernetto, Hu, Horandel и LHAASO.

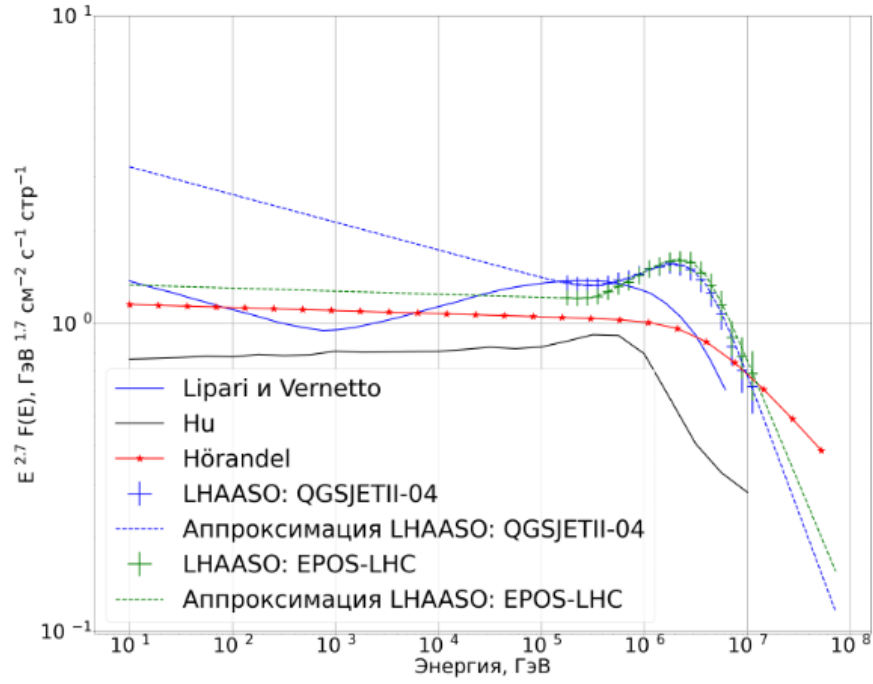


Рис. 1: Спектры протонов у Земли с энергий от 10 ГэВ до 100 ПэВ, представленные в работах Lipari и Vernetto (синяя линия), Hu (чёрная линия), LHAASO с экспериментальными данными и аппроксимацией от модели EPOS-LHC (зелёные кресты и зелёная пунктирная линия) и модели QGSJETII-04 (синие кресты и синяя пунктирная линия).

1. M. Amenomori et al., *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 141101 (2021)
2. Z. Cao et al., *Phys. Rev. Lett.*, **131**, 151001 (2023)
3. S. Vernetto & P. Lipari, *astro-ph/2502.08733* (2025)
4. P. Lipari & S. Vernetto, *Phys. Rev. D*, **98**, 043003 (2018)
5. Hong-Bo Hu et al., *ApJ*, **700**, L170 (2009)
6. Jorg R. Horandel, *Astropart. Phys.* **19**, 193 (2003)
7. Z. Cao et al., The LHAASO Collaboration, *arXiv 2505.14447 [astro-ph.HE]* (2025)
8. S.R. Kelner et al., *Phys. Rev. D*, **74**, 034018 (2006)
9. S. Kaci, G. Giacinti, D. Semikoz, *arXiv:2406.11015 [astro-ph.HE]* (2024)
10. G. Johannesson et al., *ApJ*, **856**, 45 (2018)

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ДЛИННЫХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ДАННЫХ О РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

А.С. Никулина^{1,2}, А.Ф. Июдин^{1,2}

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

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

E-mail: nikulina.as21@physics.msu.ru

В рамках анализа спектров длинных гамма-всплесков и ярких внегалактических источников гамма-квантов рассмотрен метод резонансного гамма-поглощения. Диапазон гамма-излучения с МэВ-ГэВ энергиями представляется наиболее подходящим для анализа спектров гамма-всплесков на больших красных смещениях и для получения данных о составе и эволюции ранней Вселенной, поскольку в случае этого диапазона можно говорить об однозначности эксперимента. В отличие от оптического и рентгеновского диапазонов энергии, где интерпретация результатов зависит от учёта параметров окружающей среды, таких как температура или ионизационные состояния атомов, в гамма-диапазоне рассматриваются только процессы поглощения на атомных ядрах. Таким образом, ключевой задачей является нахождение спектральных особенностей в областях ядерных резонансов и их дальнейший анализ с учётом возможного наличия поглотителей на пути распространения гамма-квантов от источника до наблюдателя. Поглотитель на красном смещении z имеет линию поглощения на энергии E_{absorb} :

$$E_{\text{absorb}} = \frac{E_{\text{res}}}{1 + z},$$

где E_{res} - энергия рассматриваемого резонанса.

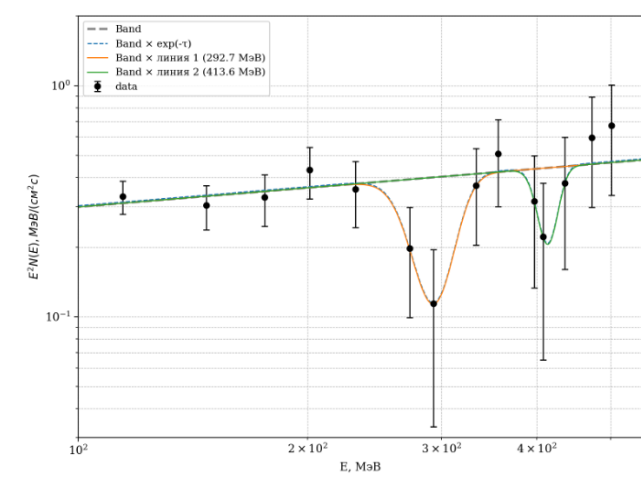


Рис. 1: Спектральное распределение энергии гамма-всплеска GRB 180720B

Механизм поиска линий поглощения в районах дельта-резонанса и оценки статистической значимости каждой линии был отлажен на примерах спектров таких ярких объектов, как 3C 279, BLLacertae, GRB 250702 DBE и др.

В качестве основного объекта исследования выбран гамма-всплеск GRB 180720B, поскольку этот всплеск является достаточно ярким в гамма-диапазоне, что может обеспечить необходимую для наших исследований статистику фотонов. Проведен предварительный сбор информации о трёх линиях резонансного гамма-поглощения и выбрана область дельта-резонанса в районе 325 МэВ в качестве предмета начального исследования. Данные для анализа взяты из базы данных гамма-телескопа Fermi-LAT. Для нахождения линии поглощения дельта-резонанса в районе 325 МэВ построен спектр данного гамма-всплеска (рис. 1). Как видно из фитирования, в районе 290 МэВ в спектре присутствует линия поглощения со статистической значимостью 3.2σ . Поскольку линия поглощения, соответствующая Галактике с красным смещением $z=0.654$, в которой находится GRB 180720B, должна была бы находиться на $325/(1+z)\approx 200$ МэВ, эта особенность может объясняться промежуточным поглотителем на пути гамма-квантов от источника к наблюдателю или комбинацией различных поглотителей.

Дальнейший анализ линий поглощения гамма-излучения в спектрах внегалактических источников гамма-квантов дает возможность изучить эволюцию ранней Вселенной и получить частоту образования сверхмассивных звезд III поколения в зависимости от красного смещения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 23-42-10005.

1. Anatoly F. Iyudin Resonance absorption processes of high-energy gamma-quanta: what kind of new information they can deliver about early Universe? // AIP Conf. Proc. 1085, 597–600 (2008)
2. A. F. Iyudin, O. Reimer Resonant absorption troughs in the gamma-ray spectra of QSO // A&A 436, 763–784 (2005) DOI: 10.1051/0004-6361:20041815
3. M. MacCormick, J. Habermann, J. Ahrens, et al. Total photoabsorption cross section for 4He from 200 to 800 MeV // PHYSICAL REVIEW C, Vol. 55, Issue 3, pp.1033-1038 (1997)
4. Jiirgen Ahrens The total absorption oh photons by nuclei // Nuclear Physics A446 (1985) 229c-240c

РАСШИРЕНИЕ ДИАПАЗОНА ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ УСТАНОВКИ TAIGA-HISCORE ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЫШЕ 10^{17} ЭВ

Е.Е. Коростелева¹, Е.Р. Оганезян¹

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

E-mail: oganezian.er22@physics.msu.ru

В работе рассмотрен метод расширения диапазона измерений оптических станций установки TAIGA-HiSCORE, предназначенной для регистрации вспышек черенковского света, вызванных широкими атмосферными ливнями. Целью исследования является улучшение точности реконструкции спектра частиц при энергиях выше 10^{17} эВ за счёт повышения линейности сигнала фотоумножителей.

Анализ проводился на основе экспериментальных данных станции детектора TAIGA-HiSCORE, включающей четыре фотоумножителя. Для одного из каналов была установлена диафрагма, ограничивающая поток света на фотокатод и тем самым уменьшающая его чувствительность. Сравнение амплитудных профилей открытых и затемнённых каналов позволило определить коэффициент усиления.

Рассчитанный коэффициент усиления позволяет увеличить динамический диапазон измерений без потери чувствительности в области малых сигналов. Это обеспечивает возможность регистрации событий с более высокой энергией первичных частиц космических лучей. Предложенный метод может быть использован при модернизации существующих станций системы и при разработке новых модулей для системы детекторов TAIGA-HiSCORE.

КАЛИБРОВКА РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ КАМЕРЫ АТМОСФЕРНОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ТЕЛЕСКОПА ЭКСПЕРИМЕНТА TAIGA-IAST С ПОМОЩЬЮ НАНОСЕКУНДНОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА

А.Т. Панфёрова¹, Н.Б. Лубсандоржиев²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: panferova.at21@physics.msu.ru, nima.lubsandorzhiev@yandex.ru

В Тункинской долине Республики Бурятия ведется строительство массива атмосферных черенковских телескопов TAIGA-IAST в составе астрофизического комплекса TAIGA. Эксперимент TAIGA-IAST предназначен для детектирования гамма-квантов с энергией выше 5 ТэВ. Основной задачей эксперимента является поиск локальных источников гамма-квантов высоких энергий. Эксперимент TAIGA-IAST будет состоять из 5 телескопов, 4 телескопа уже введены в эксплуатацию.

Каждый телескоп TAIGA-IAST оснащен составным зеркалом конструкции Дэвиса-Коттона с диаметром 4.3 м и фокусным расстоянием 4.75 м. В фокальной плоскости телескопа установлена регистрирующая камера [1], состоящая из 609 фотоумножителей с диаметром фотокатода 15 мм. Угол обзора камеры составляет 9.6° , угловой размер пикселя - 0.36° .

Регистрирующие камеры атмосферных черенковских телескопов требуют регулярной калибровки параметров фотоумножителей и измерительных трактов для получения надежных экспериментальных данных. Для этой задачи используются калибровочные источники света наносекундной длительности на основе светодиодов с длиной волны излучения на 470 нм. Источник света устанавливается в центре зеркала телескопа и засвечивает всю камеру с однородностью не хуже 2-3%.

Анализ калибровочных данных производится с помощью так называемого F-метода. В данном методе для каждого фотоумножителя находится среднее значение и среднеквадратичное отклонение величины заряда по светодиодным ($\bar{\mu}$ и $\bar{\sigma}$) и по пьедестальным событиям ($\overline{ped}$ и $\bar{\sigma}_{ped}$). Среднее количество фотоэлектронов оценивается по следующей формуле:

$$N_{ph.e} = \frac{(\bar{\mu} - \overline{ped})^2}{\bar{\sigma}^2 - \bar{\sigma}_{ped}^2} \cdot F,$$

где $F = 1 + \frac{\bar{\sigma}_{spe}^2}{\bar{\mu}_{spe}^2}$ – это коэффициент excess noise factor, $\bar{\sigma}_{spe}$ – среднеквадратичное отклонение величины заряда, производимого одним фотоэлектроном. По результатам лабораторных измерений средняя величина коэффициента F для фотоумножителей TAIGA-IACT составляет приблизительно 1.3.

Калибровка позволяет получить коэффициенты преобразования значений АЦП в количество фотоэлектронов, а также оценить относительную чувствительность пикселей камеры (flat field coefficient).

В дальнейшем планируется изучение стабильности параметров фотоумножителей регистрирующих камер в течение нескольких лет работы эксперимента TAIGA-IACT.

1. N.B. Lubsandorzhiev et al., Camera of the first TAIGA-IACT: construction and calibration, Proc. of the 35th ICRC, Busan, Korea (2017)
2. R. Mirzoyan, On the calibration accuracy of light sensors in atmospheric Cherenkov fluorescence and neutrino experiment, Proc. of the 25th ICRC, 265 (1997)

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЗАРОЖДАЮЩИХСЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

А.М. Садыков

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

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: sadykov.am19@physics.msu.ru

Одной из наиболее распространённых концепций, описывающих процесс формирования солнечных активных областей (АО), является гипотеза всплывания магнитных трубок [1]. Несмотря на её широкое применение в теоретических работах для описания эволюции активных областей [2], данная гипотеза имеет ряд недостатков. Согласно гипотезе, на уровне фотосферы во время появления АО должно наблюдаться усиление восходящих движений вещества с последующим усилением магнитного поля. Однако результаты наблюдений не подтверждают эти предположения, что указывает на необходимость дополнительного изучения динамики радиальных движений плазмы на ранних стадиях эволюции АО.

В настоящей работе было выполнено статистическое исследование потоков радиальной скорости и магнитного поля в области формирования АО на фотосфере Солнца. В качестве исходных данных использовались магнитограммы и доплерограммы сети наземных телескопов GONG с временным разрешением в 1 минуту. Для исследования были отобраны 24 активные области, наблюдавшиеся в 2011–2021 гг.

Для анализа взаимосвязи статистических характеристик был введён характеристический параметр, представляющий собой отношение стандартного отклонения к среднему значению. Временная эволюция показала резкое изменение при появлении активной области: значение параметра для магнитного потока падает с ≈ 1 до 0.5, что отражает переход от состояния спокойной фотосферы к возмущённой, активной фазе. Такое поведение может быть интерпретировано как аналог фазового перехода в системе солнечной фотосферы.

Для потока скорости опускания характеристический параметр проявляет резкий рост с 0.15 до 0.5, причем изменение происходит с временной задержкой около 10 часов относительно магнитного потока, что может указывать на первичную роль усиления магнитного поля в развитии активной области и последующее перестроение радиальных движений под его влиянием.

Полученные результаты подтверждают отсутствие признаков всплывания магнитной трубки на фотосферный уровень и свидетельствуют о необходимости пересмотра классических представлений о механизмах формирования активных областей.

1. E.N. Parker. The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field // *Astrophys. J.*, 1955, 121, p. 491
2. В.Н. Ишков. Всплывающие магнитные потоки - ключ к прогнозу больших солнечных вспышек // *Изв. РАН, серия физ.* 1998, т. 62, №9, с. 1835-1839

МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ И АНАЛИЗА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БАЙЕСОВСКОГО ПОДХОДА СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ПРИБОРОМ КОДИЗ НА КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ «МОНИТОР-1»

А.В.Сазонова^{1,2}, Г.И. Антонюк^{1,2}, В.В. Бенгин^{2,3}, И.А. Золоторёв², О.Ю.Нечаев²,
В.И.Оседло²

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

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

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Государственный научный центр Российской Федерации Институт
медико-биологических проблем Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: sazonovaav@my.msu.ru

В августе 2022 года на околоземную орбиту высотой около 500 км был запущен малый космический аппарат типа CubeSat размером 3U, получивший наименование «Монитор-1». Полезной нагрузкой этого аппарата стал прибор КОДИЗ. В состав его детекторной системы вошли 2 полупроводниковых и 2 нейтронных детектора, а также черенковский детектор и компактный сцинтилляционный детектор. В качестве сцинтилляционного детектора использовался кристалл CsI, просматриваемый двумя полупроводниковыми фотодиодами.

В аппаратуре, наряду с режимом измерения потоков частиц, регистрируемых детекторами, был предусмотрен режим регистрации энерговыделений в детекторах прибора. Было получено 13 мегабайт информации в данном режиме. Это создало возможность для отработки методики оценки спектров регистрируемых частиц по набору данных об энерговыделениях в детекторах.

Первым шагом в создании такой методики стало расчетное моделирование показаний детекторов с помощью программного комплекса GEANT-4 и сопоставление результатов моделирования с полученными экспериментальными данными. В докладе представлена исходная информация по геометрии детекторной системы, условиям и о результатах расчетов, а также предварительные оценки сопоставимости расчетных и экспериментальных результатов.

СПЕКТР ПУЛЬСАРНОЙ ТУМАННОСТИ “BOOMERANG” G106.6+2.9

У.М. Стародубцева

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

E-mail: starodubtceva.um21@physics.msu.ru

В работе анализируется спектр объекта “PWN Boomerang” и ассоциированного с ним остатка сверхновой G106.3+2.7. PWN Boomerang рассматривается в качестве источника космических лучей сверхвысоких энергий в районе ПэВ. Поэтому интересно рассмотреть результаты моделирования спектра PWN, например, в работе Liang et al. (2022) для двухкомпонентной лептонной модели, в сравнении с данными полученными в наземном эксперименте VERITAS для сверхвысоких энергий гамма-излучения пульсарной туманности, а также с результатами космических гамма-телескопа LAT на борту Fermi,

и Comptel+EGRET, которые работали в составе Комптоновской Гамма Обсерватории (CGRO).

Ограничения на компоненты модели учитывают особенности синхротронной компоненты гамма-излучения, которая образует обрезание спектра примерно на отметке 100 МэВ. При этом, стоит отметить, что у рассматриваемого объекта, как и у Крабовидной Туманности возможно наблюдались вспышки гамма-излучения в диапазоне 100-300 МэВ. Рассматриваемый спектр является суммой излучения пульсара и туманности, и вероятно, можно получить более полное совпадение модельного и наблюдаемого спектра, при изменении параметров двух-зонной лептонной модели или учета вклада фотонов от π^0 -распада, в гибридной лептон-адронной модели.

1. Liang et al. «A PeVatron Candidate: Modeling the Boomerang Nebula in X-ray Band» // Universe 2022, 8, 547.
2. Fujita et al. «X-Ray Emission from the PeVatron-candidate Supernova Remnant G106.3+2.7» // The Astrophysical Journal, 912:133 (6pp), 2021 May 10.
3. Iyudin et al. «Detection of COS-B/EGRET source GRO J2227+61» // 1997ICRC, v. 25C, p89I (1997).
4. J. P. Halpern, F. Camilo, E. V. Gotthelf, et al., «PSR J2229+6114: DISCOVERY OF AN ENERGETIC YOUNG PULSAR IN THE ERROR BOX OF THE EGRET SOURCE 3EG J2227+6122» // The Astrophysical Journal, v. 552:L125–L128, 2001 May 10.
5. R. C. Hartman, D. L. Bertsch, S. D. Bloom, et al., «THE THIRD EGRET CATALOG OF HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCES», THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES, 123 : 79–202, 1999 July.
6. L. Kuiper and W. Hermsen, «The soft γ -ray pulsar population: a high-energy overview», MNRAS 449, 3827–3866 (2015).
7. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al. «FERMI LARGE AREA TELESCOPE DETECTION OF PULSED γ -RAYS FROM THE VELA-LIKE PULSARS PSR J1048-5832 AND PSR J2229+611», The Astrophysical Journal, 706:1331-1340, 2009 December 1.
8. The Tibet AS γ Collaboration « Potential PeVatron supernova remnant G106.3+2.7 seen in the highest-energy gamma rays», Nature Astronomy, vol 5, May 2021, pp. 460–464.
9. Agnibha De Sarkar et al., «LHAASO J2226+6057 as a pulsar wind nebula», A&A 668, A23 (2022).

РЕКОНСТРУКЦИЯ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ (КЛПВЭ), ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМ ТЕЛЕСКОПОМ

А.А. Трусов¹, М.Ю. Зотов²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: andr57tru@mail.ru

Регистрация флуоресцентного излучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) с помощью специальных телескопов в ночной атмосфере Земли является устоявшимся методом изучения космических лучей (КЛ) предельно высоких энергий ($\gtrsim 10^{18}$ эВ = 1 ЭэВ). Флуоресцентные телескопы (ФТ) играют важную роль во многих экспериментах в этой области астрофизики.

Одним из таких экспериментов является EUSO-TA [1] — небольшой телескоп-рефрактор с диаметром линз 1 м, полем зрения 10×10 градусов и временным разрешением 2.5 мкс, созданный для наземных тестов аппаратуры, создаваемой в рамках научной программы коллаборации JEM-EUSO. Телескоп расположен на месте эксперимента Telescope Array [2].

Основные трудности реконструкции энергии возникают вследствие маленького поля зрения EUSO-TA и низкого временного разрешения. Это приводит к тому, что весь сигнал ШАЛ оказывается, как правило, записан в течение всего одного такта времени, что делает невозможной реконструкцию энергии классическими методами.

Основная цель данной работы - обучить и настроить связку сверточных нейросетей для реконструкции энергии первичных частиц космических лучей и показать, что данный метод позволяет даже в таких условиях оценить энергию первичных КЛ с приемлемой точностью.

Обучение на модельных данных

CONEX [3] и EUSO-Offline [4] были использованы для подготовки данных для обучения и тестирования нейронных сетей. Мы смоделировали ливни, возникающие из первичных протонов, используя модель адронных взаимодействий QGSJET-II-04. Набор данных для угла возвышения 15° содержал события в диапазоне энергий 0.63-6.6 эВ. Энергии были распределены равномерно по логарифму (Е/эВ) с шагом 0.02. Общий набор данных содержал более 250 тысяч событий.

Метод состоял из двух основных этапов [5]. Во-первых, трек ШАЛ, зарегистрированный с помощью ФТ, распознается сверточным кодером-декодером. Затем параметры первичной частицы восстанавливаются с помощью шестислойной сверточной нейронной сети (CNN). Сначала мы обучили модели, в которых в качестве прогнозируемого параметра использовалась только энергия («Модели Е»). Затем мы добавили расстояние от телескопа до оси ливня в качестве дополнительного параметра («Модели (Е, dist)»). Наконец, мы добавили зенитный и азимутальный углы («Модели (Е, dist, θ , ϕ)»).

Метод продемонстрировал неплохую точность на модельных данных. Средние значения MAPE (средний модуль процентной ошибки) равны 17.6%, 18.0%, 18.4% соответственно со стандартными отклонениями, равными 0.5%, 0.7% и 0.5% соответственно.

Также были обучены модели NL-NT E (No labels no tracks), которые обучались и применялись без выделения трека.

Обученные модели были применены к трём событиям ШАЛ, зарегистрированным EUSO-TA, параметры которых указаны в таблице 1. Точность энергетических оценок трех событий неизвестна. В дальнейшем мы предполагаем, что энергетическое разрешение составляет 17%, что, по оценкам, является типичным для монокулярных наблюдений с помощью ФТ.

Таблица 1: Параметры UHECR, зарегистрированные EUSO-TA во время наблюдений с углом возвышения 15° . Зенитные углы θ и азимутальные углы ϕ приведены.

Дата	Энергия, ЭэВ	$\theta, ^\circ$	$\phi, ^\circ$	R_p , км
2015-05-13	1.15	34.5	82.8	2.5
2015-10-15	3.31	40.6	210.5	9.0
2015-11-07	2.63	8.1	8.0	2.6

Таблица 2: Оценки энергии некоторыми типами моделей. Все значения приведены в единицах ЭэВ.

Дата	Модель	
	Е	NL-NT Е
	mean $\pm$ std	mean $\pm$ std
2015-05-13	0.98 ± 0.16	0.78 ± 0.05
2015-11-07	3.55 ± 0.14	2.79 ± 0.27
2015-10-15	2.47 ± 0.16	2.62 ± 0.23

Во втором событии возникли проблемы как с распознаванием трека, так и с оценкой энергии КЛПВЭ. Это не позволяет нам утверждать, что предложенный метод универсален и всегда работает. В частности, нам необходимо рассмотреть открытые вопросы, связанные с зависимостью точности восстановления энергии от распознавания треков. Оценки энергии событий были получены с помощью моделей, обученных двумя различными способами: одна группа моделей была обучена реконструировать энергии, используя трек ШАЛ, ранее распознанный другой нейросетью, в то время как другой тип моделей может реконструировать энергию без каких-либо предварительных знаний о треке. Мы обнаружили, что разумные оценки энергии могут быть получены даже без распознавания трека ливня на фотоприемнике и восстановления его геометрии.

1. JEM-EUSO Collaboration, J. Adams, S. Ahmad, J.-N. Albert, et al. Ground-based tests of JEM-EUSO components at the Telescope Array site, "EUSO-TA" // Experimental Astronomy. — 2015. — Т. 40. — С. 301–314.
2. Tokuno H. et al. New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2012. — Т. 676. — С. 54–65.
3. Bergmann T. et al. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation // Astroparticle Physics. — 2007. — Т. 26. — № 6. — С. 420–432.
4. Abe S. et al. EUSO-Offline: A comprehensive simulation and analysis framework // Journal of Instrumentation. — 2024. — Т. 19. — № 01. — С. P01007.

5. M. Zotov and JEM-EUSO Collaboration, Reconstruction of energy and arrival directions of UHECRs registered by fluorescence telescopes with neural networks, Moscow University Physics Bulletin 79 (2024) S712 [2408.02440].

Секция
«Воздействие ионизирующих
излучений на материалы и
космическую технику.
Радиационные технологии»

ПРОБЛЕМА ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ ПРОТОНАМИ

И.А. Горелова (Цветкова)¹, А.А. Шемухин²

¹*Филиал Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова
в городе Сарове, физический факультет, Саров, Россия*

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: tsvetkova.ira@icloud.com

Космические аппараты в процессе своей эксплуатации неизбежно подвергаются воздействию ионизирующих излучений. В ходе выполнения данной исследовательской работы было рассмотрено воздействие на материалы космической техники протонов радиационных поясов Земли. При этом происходит электризация диэлектрических материалов, которая представляет угрозу для бортовых систем [1]. Накопленный объемный заряд создает сильные внутренние электрические поля, что при достижении критической напряженности для материалов может вызвать электрический пробой. Данное явление может привести к выходу из строя космического аппарата.

В радиационных поясах Земли присутствуют два вида заряженных частиц: протоны и электроны [2]. Механизм взаимодействия протонов с веществом имеет принципиальные отличия от взаимодействия с электронами, обусловленные значительно большей массой и зарядом протонов. Основным процессом потерь энергии для протонов является ионизационное торможение, которое характеризуется пиком Брэгга в конце пробега. Их траектории в материале практически прямолинейны. При этом радиационные потери протонов при прохождении через вещество пренебрежимо малы. Эти особенности определяют отличие от электронов в процессах генерации, миграции и накопления объемного заряда в материале диэлектрика.

Несмотря на актуальность проблемы, область моделирования протонной электризации развита недостаточно. Для прогнозирования зарядки электронами на данный момент развиты самосогласованные модели решения транспортных уравнений, что наглядно демонстрирует сравнительный анализ моделей [3-5], представленный в Таблице 1.

Для протонного облучения отсутствует самосогласованная модель, которая была бы способна достоверно предсказать кинетику накопления объемного заряда в диэлектриках. Поэтому, для решения представленной задачи в рамках научно-исследовательской работы планируется проведение комплекса экспериментов по облучению диэлектрических материалов, используемых в космической технике, протонами с энергиями от 3 до 10 МэВ. Целью исследований является получение экспериментальных данных о динамике накопления объемного заряда для проверки самосогласованной модели расчета, адаптированной для протонного облучения. Разрабатываемая модель будет основываться на самосогласованном решении транспортных уравнений, а в качестве входных параметров будут использованы результаты моделирования прохождения и энерговыделения протонов, полученные методом Монте-Карло. Это позволит создать надежный инструмент для прогнозирования электростатической стойкости материалов и повышения надежности космических аппаратов.

Таблица 1: Сравнительные характеристики моделей электризации для электронов, основанных на самосогласованном решении транспортных уравнений.

Критерий сравнения	Модель [3]	Модель [4]	Модель [5]
Подход к решению	Аналитическое решение	Транспортные уравнения + моделирование Монте-Карло	Система дифференциальных уравнений
Диапазон энергии	от 0.2 до 10 кэВ	от 1 МэВ и выше	до 400 кэВ
Временные масштабы	Рассмотрение кинетики зарядки, секунды–минуты	Импульсное воздействие, наносекунды	Стационарные условия, минуты–часы
Захват носителей	На дефектах кристаллической структуры	На глубоких ловушках после термализации	На мелких и глубоких ловушках с разным временем захвата
Радиационно-инд. проводимость	Учитывается через понятие эффективная проводимость	Учитывается через сторонние токи	Учитывается как основной механизм проводимости
Ограничения	Сильная зависимость от поверхностных эффектов	Нет учета температурных эффектов	Трудность в определении параметров, ограничение в энергетическом диапазоне

1. Безродных И.П., Тютнев А.П., Семёнов В.Т. Радиационные эффекты в космосе. Часть 2. Воздействие космической радиации на электротехнические материалы. - М.: АО «Корпорация «ВНИИЭМ», 2016. -122 с.
2. Модель космоса. Том 1. Под редакцией профессора М.И. Панасюка.
3. Рау Э.И., Татаринцев А.А. Новый сценарий кинетики зарядки диэлектриков при облучении электронами средних энергий // Физика твердого тела. - 2021. - Т. 63, № 4. - DOI: 10.21883/FTT.2021.04.50713.246.
4. Грунин А.В., Залялов А.Н., Лазарев С.А., Пенягин И.В., Шанина П.А. Самосогласованный подход к оценке заряжения диэлектрических материалов при импульсной инжекции высокоэнергетических электронов // Радиационная стойкость электронных систем "Стойкость-2023": тезисы докладов 26-й Всероссийской научно-технической конференции. - Лыткарино: Научно-исследовательский институт приборов, 2023. - С. 33–34.
5. Pacaud R., Paulmier T., Sarrailh P. Electric field dependence on the conductivity of Kapton-HN: Integration into a 1D physical model used for the description of charge transport in dielectric materials under space environment // Journal of Applied Physics. - 2017. - Vol. 122, № 24. - P. 245106. - DOI: 10.1063/1.5008316.

О ПРИМЕНИМОСТИ ИСКУССТВЕННОГО АЛМАЗА В ДЕТЕКТИРУЮЩЕЙ ТЕХНИКЕ

Н.П. Мухин¹, А.А. Шемухин^{2,3}

¹*Филиал Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова в городе
Сарове*

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

³*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: soni48rus@gmail.com

Современные эксперименты в физике высоких энергий, медицинской диагностике и радиационном мониторинге требуют детекторных материалов, способных работать в экстремальных условиях. Традиционные кремниевые детекторы имеют ограничения, такие как деградация под интенсивным излучением и узкий температурный диапазон. Алмаз, благодаря своим уникальным свойствам, рассматривается как перспективная альтернатива. Благодаря широкой запрещенной зоне алмаз имеет низкую концентрацию собственных носителей заряда, что минимизирует шумовые токи [1]. Детекторы демонстрируют стабильную работу (эффективность сбора заряда, CSE 97-98%) вплоть до 250°C [2]. Высокая энергия смещения атома делает алмаз устойчивым к радиационным повреждениям [3]. Сечения радиационных потерь для протонов и нейтронов в алмазе значительно ниже, чем в кремнии, что обеспечивает длительный срок службы в условиях высоких флюенсов [4]. Высокие скорости насыщения и подвижности носителей заряда обеспечивают быстрое время отклика детектора.

В таблице 1 представлено сравнение характеристик алмаза с другими широкозонными материалами и кремнием.

Из таблицы видно, что алмаз превосходит другие широкозонные материалы по ряду параметров и поэтому наиболее хорошо подходит для применения в детектирующей технике.

Несмотря на значительный прогресс в исследованиях, существующие данные о поведении алмаза под воздействием радиации носят фрагментарный и порой противоречивый характер. Фундаментальные микроскопические параметры, ключевые для прогнозирования долговременной работы детектора, остаются недостаточно изученными. Наиболее значительным пробелом является отсутствие систематических данных о влиянии радиационного повреждения на время жизни носителей заряда. В литературе часто приводятся данные о сохранении работоспособности алмазных детекторов после определенных флюенсов облучения [7], однако эти данные, как правило, не подкреплены детальным анализом дефектной структуры материала. Не существует единой модели, описывающей кинетику накопления радиационных дефектов в алмазе в зависимости от типа и энергии частиц и флюенса. Это приводит к трудностям в применении лабораторных результатов к реальным эксплуатационным сценариям. Дальнейшие работы включают в себя создание детектирующего элемента на основе искусственного алмаза, изучение получаемого с его помощью отклика на импульсное излучение различной длительности, определение времени жизни носителей заряда по спаду полученного сигнала. Далее следует изучение влияния излучения на время жизни носителей заряда и моделирование воздействия излучения на алмаз методами Монте-Карло и молекулярной динамики с целью определения причин изменения времени жизни.

Таблица 1: Сравнение характеристик алмаза с кремнием и другими широкозонными материалами [5–9].

Параметр	Алмаз	Si	4H-SiC	GaN	β -Ga ₂ O ₃
Ширина запрещённой зоны, эВ	5.47	1.12	3.36	3.39	4.7–4.9
Подвижность электронов, см ² /(В·с)	1800–4500	1450	720–900	440–2000	~300
Подвижность дырок, см ² /(В·с)	1200–3800	480	120	~200	—
Напряжение пробоя, В/см	$> 10^7$	3×10^5	3×10^6	3.3×10^6	8×10^6
Теплопроводность, Вт/(см·К)	20–24	1.5	4.9	2.3	~0.1–0.3
Скорость насыщения электронов, см/с	2.0–2.7	0.86	2.0	2.5	2.0
Диэлектрическая проницаемость	5.7	11.9	9.7	9.0	10
Концентрация собственных носителей при комнатной температуре, см ⁻³	$< 10^3$	10^{10}	10^{-6}	10^{-10}	—
Сопротивление, ρ (Ом·см)	$> 10^{11}$ – 10^{13}	$\sim 10^5$	$\sim 10^5$ – 10^8	10^8	—
Энергия смещения, эВ	37.5–47.6	13	20–25	19	—
Энергия образования e–h пары, эВ	13	3.6	7.8–9.6	8.2	8–26

1. Angelone, M.; Verona, C. Properties of Diamond-Based Neutron Detectors Operated in Harsh Environments. J. Nucl. Eng. 2021, 2, 422–470.
2. Andreo Crnjac et al. Charge transport in single crystal CVD diamond studied at high temperatures. 2021 J. Phys. D: Appl. Phys. 54 465103.
3. Nebel, C. E. CVD diamond: a review on options and reality. Functional Diamond, 3(1). 2023.
4. T. Shimaoka, S. Koizumi, J. H. & Kaneko. Recent progress in diamond radiation detectors, Functional Diamond, 2021. 1:1, 205–220.
5. Bruzzi M., Sadrozinski H.F-W., Seiden A. Comparing radiation tolerant materials and devices for ultra rad-hard tracking detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2007. — Vol. 579, № 2. — P. 754–761.
6. Capan I. Wide bandgap semiconductors for radiation detection: A review // arXiv preprint. — 2024. — arXiv:2402.05496v1.
7. Manfredotti C., Polesello P., Truccato M., Vittone E., Lo Giudice A., Fizzotti F. CVD diamond detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A:

- Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1998. — Vol. 410, № 1. — P. 96–99.
8. RD42 Collaboration. Development of Diamond Tracking Detectors for High Luminosity Experiments at the LHC: Status Report // CERN-LHCC. — 2006. — CERN/LHCC 2006-010.
9. Wort C.J.H., Balmer R.S. Diamond as an electronic material // Materials Today. — 2008. — Vol. 11, № 1–2. — P. 22–28.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАРЯДКИ АЛЮМИНИЕВЫХ ЧАСТИЦ МИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ИНЖЕКТОРЕ

С.С. Авторин^{1,2}, С.А. Бедняков¹, О.М. Марченко¹, Н.Б. Акимов¹, О.Б. Дзагуров¹,
О.П. Глозов¹, Н.Г. Чеченин¹

¹*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: avtorin.sema@mail.ru

В настоящее время крайне важна устойчивость космических аппаратов (КА) к высоко-скоростному воздействию метеороидной материи и космического мусора. Столкновения с частицами более 0.5–1 см со скоростью свыше 10 км/с могут привести к сквозным пробоям в корпусах КА, в то время как потоки космической пыли размером от 0.01 до 100 мкм и скоростью от 1 до 100 км/с (относительно КА) при длительном воздействии способны повредить оптические стекла, солнечные батареи и терморегулирующие покрытия.

Для исследования воздействия частиц на материалы и прогнозирования их поведения при длительной эксплуатации создают специальные установки, имитирующие микрометеорные потоки в лабораторных условиях и разгоняющие твердые частицы до больших скоростей. Один из способов ускорения микрочастиц — электростатическое ускорение [1–4].

Экспериментальная установка состоит из инжектора, ускорительной трубки, блока контроля параметров (БКП) и исследовательской камеры (ИК). В инжекторе твердые нейтральные частицы получают положительный электрический заряд и поступают в ускорительную трубку, с заданной ускоряющей разностью потенциалов. После этого частицы проходят через БКП и попадают в исследовательскую камеру. Блок контроля параметров служит для определения скорости и зарядов пролетающих в ИК частиц. Он состоит из 2-х тонкостенных медных цилиндров-датчиков, зарядочувствительных усилителей (ЗЧУ) и осциллографа [5]. В данной работе был измерен зарядовый спектр частиц алюминиевого порошка марки ПАП-1 со средним размером 5 мкм, ускоренных электростатическим инжектором НИИЯФ МГУ.

Заряд Q и скорость V пролетающей частицы определялись с помощью соотношений:

$$Q = k \cdot u, \quad V = \frac{L}{\Delta t},$$

где k — коэффициент усиления ЗЧУ, u — амплитуда сигнала на выходе ЗЧУ, L — размер цилиндра-датчика, Δt — длительность сигнала. Измеренный зарядовый спектр был сопоставлен с теоретическим зарядовым спектром, который может получить сферическая частица радиуса r при контакте со сферическим электродом радиуса R , находящимся под потенциалом $U_{\text{эл}}$ и который рассчитывался по формуле:

$$Q_{\text{теор}} = \frac{2\pi^3\epsilon_0}{3} \cdot \frac{Rr^2}{(R+r)^2} \cdot U_{\text{эл}} = \frac{2\pi^3\epsilon_0}{3} \cdot \frac{R^2r^2}{(R+r)^2} \cdot E_{\text{эл}},$$

где $E_{\text{эл}} = U_{\text{эл}}/R$ — напряженность поля на поверхности электрода, ϵ_0 — электрическая постоянная. Отметим, что сферическая форма редко случается в микрочастицах космической пыли и мусора, поэтому, представляет интерес имитировать космические частицы ускоренными не-сферическими микрочастицами порошка. В нашем случае, частицы порошка ПАП-1 имели преимущественно чешуйчатую форму. Возможно, такая форма частиц алюминиевого порошка приводит к уменьшению приобретенного заряда на два порядка, наблюдавшегося в нашем эксперименте, рис.1.

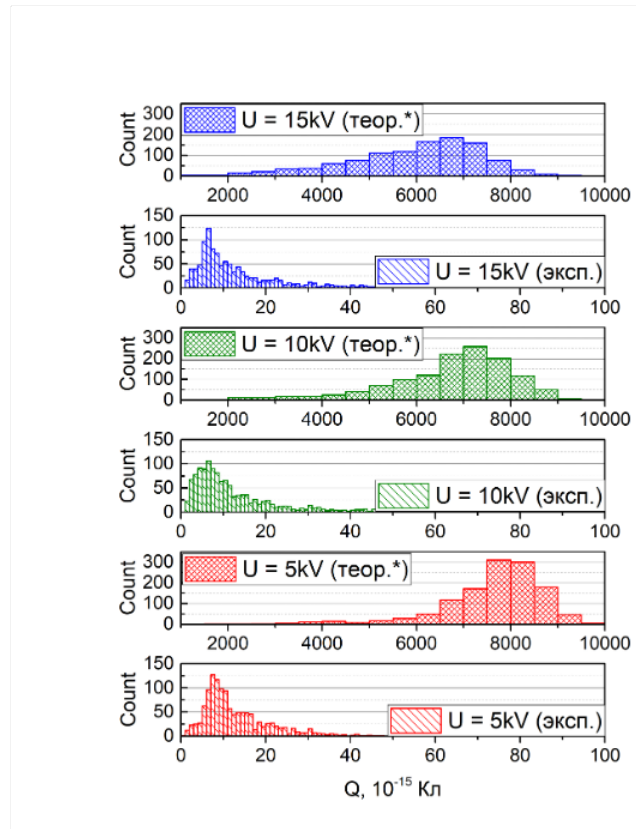


Рис. 1: Распределения потоков ускоренных частиц по величинам зарядов экспериментальных и теоретических для разных напряжений на игле инжектора.

1. H. Shelton, C. D. Hendricks, and R. F. Wuerker. Electrostatic acceleration of microparticles to hypervelocities // J. Appl. Phys. 31(7), 1243–1246 (1960).
2. A.I. Akishin, E.V. Blyudov, S.S. Vasilev, Y.A. Chernov, Y.B. Chernyak. Acceleration of metallic macroparticles in an electrostatic accelerator (EG-8) // Instruments and Experimental Techniques. 6. 1761 (1970).

3. A. Shu, A. Collette, K. Drake, E. Grun, M. Horanyi et al. 3 MV hypervelocity dust accelerator at the Colorado Center for Lunar Dust and Atmospheric Studies // Rev. Sci. Instrum. 83(7), 075108 (2012).
4. A.A. Bednyakov, R.A. Gilyarov, O.B. Dzagurov, V.V. Krivolap, V. Kulikauskas. Injection, beam forming, and parameter control of solid microparticles accelerated in the ZG-8 electrostatic generator // Instruments and Experimental Techniques. 41. 284-291 (1998).
5. О.М. Марченко, С.А. Бедняков, С.С. Авторин, О.Б. Дзагуров, Н.Б. Акимов, О.П. Готов, Н.Г. Чеченин. Физические параметры электростатически ускоренных микрочастиц // Письма в ЖЭТФ, 51, 45-48 (2025).

МИНИМИЗАЦИЯ ЭФФЕКТА ВНУТРИПУЧКОВОГО РАССЕЯНИЯ В НАКОПИТЕЛЬНЫХ КОЛЬЦАХ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДЕСЯТКИ-СОТНИ МЭВ

Д.А. Бобылев^{1,2}, В.И. Шведун²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: agava2309@yandex.ru

Источники рентгеновского и гамма-излучения, основанные на эффекте обратного комптоновского рассеяния лазерных пучков на релятивистских электронных пучках (комптоновские источники, КИ) являются новым типом лабораторных спектрально ярких источников фотонов, активные разработки которых в последние два десятилетия ведутся во многих научных центрах мира. По характеристикам генерируемого рентгеновского излучения КИ, размещаемый в пределах небольшой лаборатории, может обеспечить проведение широкого круга исследований. В настоящее время в Национальном центре физики и математики (НЦФМ) ведётся разработка подобного источника комптоновского излучения (ИКИ НЦФМ) [1, 2].

Для генерации фотонов с энергией в диапазоне десятки-сотни кэВ наиболее часто используются накопительные кольца с энергией электронов в десятки-сотни МэВ. В отличие от накопительных колец, рассчитанных на более высокие энергии, в накопительных кольцах, работающих в данном энергетическом диапазоне, значительную роль в динамике пучка играет эффект внутрипучкового рассеяния [3-8], приводящий к значительному росту эмиттансов и энергетического разброса пучка, что, в свою очередь, приводит к резкому падению полного потока фотонов и уменьшению спектральной яркости источника.

В данной работе приводятся теоретические расчёты, направленные на поиск оптимальной магнитной структуры накопителя с точки зрения эффекта внутрипучкового рассеяния. Полученные результаты сравниваются с характеристиками существующих накопительных колец.

1. Д.А. Бобылев, Шведун В.И. Накопительное кольцо комптоновского источника НЦФМ// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2024, № 2. 2420203
2. Л.В. Григоренко и др. Проект научной программы ИНОК — комптоновского источника монохроматических гамма-квантов НЦФМ // ФИЗМАТ. 2024. Т. 1. № 3-4. 123-264
3. Е.Б. Левичев // ЦКП «СКИФ» ИК СО РАН/ИЯФ СО РАН. Школа по физике и технике ускорителей. ОИЯИ. Дубна. 2023.
4. J. Bjorken, S. Mtingwa. Intrabeam scattering// Particle accelerators. 1983, V. 13, 1983, pp. 115-143.
5. А. Посеряев. Расчёт динамики и оптимизация параметров ускорительных комплексов различного назначения// Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. Наук. Москва. 2006.
6. K. Bane. Intra-beam scattering theory and measurements// LER2011 Workshop, Heraklion, Crete, 2011.
7. F. Zimmermann, IBS in MAD-X, MAD-X Day, 23.09.2005.
8. K. Kubo, K. Oide. PRST-AB 4, 124401 (2001)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА АО «ГНЦ РФ – ФЭИ»

В.Д. Валетин¹, В.И. Шведун^{1,2}, А.Н. Ермаков², Д.А. Бобылев²

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: kot.v.valetin@gmail.com

Магнитные системы транспортировки пучка в ускорителях предназначены для обеспечения вывода пучка на мишень, расположенную вне оси ускоряющей структуры. В данной работе представлены результаты расчетов параметров системы параллельного переноса пучка для линейного ускорителя электронов комплекса АО «ГНЦ РФ — ФЭИ» с энергией пучка 35 МэВ. Данная система предназначена для транспортировки пучка после выхода из ускоряющей структуры до мишени с параллельным сдвигом относительно оси ускоряющей структуры. Она состоит из двух одинаковых ветвей, каждая из которых включает

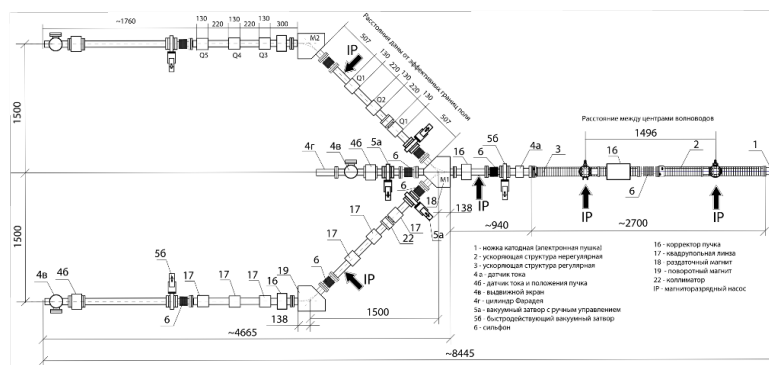


Рис. 1: Общий вид сильноточного линейного резонансного ускорителя электронов для ускорительного комплекса АО «ГНЦ РФ — ФЭИ»

в себя два поворотных дипольных магнита и шесть фокусирующих квадрупольных линз. Схема линейного ускорителя и магнитной системы представлена на рис. 1.

В работе представлены расчеты сил токов в квадрупольных линзах, позволяющие достичь нулевую дисперсию на выходе магнитной системы и радиус пучка на мишени в диапазоне 3-10 мм. Также представлена оценка влияния отклонений в положениях элементов системы и отличия параметров пучка (эмиттанс, бета-функции, энергетический разброс) на выходе из ускоряющей структуры от расчётных на прохождение пучка через систему. Расчеты проводились с использованием программы MAD-X. Делаются выводы о допустимых допусках при монтаже элементов магнитной системы.

Для работы была написана программа на языке Python, имитирующая пульт управления магнитной системой. В качестве входных данных задаются параметры пучка, сдвиги элементов от их расположения по чертежу и силы тока в квадрупольных линзах, в качестве выходных данных — зависимость дисперсии и бета-функций от продольной координаты, размеры пучка на выходе из ускорителя и коэффициенты прохождения пучка на всех элементах. Интерфейс программы представлен на рис. 2.

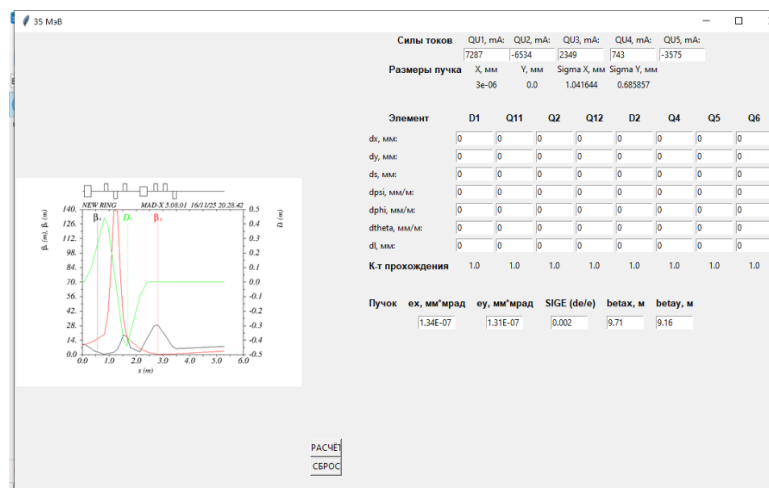


Рис. 2: Окно интерфейса программы для расчетов параметров прохождения пучка.

1. К. Штеффен. Оптика пучков высокой энергии. // М.: Мир, 1969.
2. H. Wiedemann. Particle accelerator physics. Fourth edition. // Springer, 2015
3. Разработка конструкторской документации, изготовление и поставка сильноточного линейного резонансного ускорителя электронов. Пояснительная записка. // ООО «Лаборатория электронных ускорителей МГУ», 2023

4. L. Deniau, H. Grote, G. Roy, F. Schmidt. The MAD-X Program (Methodical Accelerator Design), User's Reference Manual, European laboratory for particle physics, 2021
5. CST Studio Suite. // CST Microwave Studio, <http://www.cst.com>

РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННАЯ МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛЕНОК S_nO_x

А.И. Кругляк¹, P.L. Tuan^{1,2}, Р.Ш. Исаев¹, В.К. Ксенович³, В.А. Доросинец³, М.А. Самарина³, Д.В. Адамчук⁴, А.С. Дорошкевич²

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Вьетнамский институт атомной энергии, Ханой, Вьетнам

³Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

⁴Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь

E-mail: Anastasiya.Kruglyak@nf.jinr.ru

Широкое применение диоксида олова (SnO_2) в резистивных газовых сенсорах обусловлено его выдающимися характеристиками, включая высокую чувствительность, долговременную стабильность, надежность и низкую стоимость [1,2]. Перспективным направлением улучшения сенсорных характеристик является модификация материала ионной имплантацией, приводящей к образованию структурных дефектов, в частности, кислородных вакансий, оптимизирующих рабочие параметры датчиков [3,4].

В работе исследовано влияние имплантации ионов гелия (He^+) с энергией 2.4 МэВ в тонкие пленки оксида олова в диапазоне флюенсов 3.75×10^{14} – 1.1×10^{16} см^{-2} на их структурные свойства и электропроводность. Пленки синтезированы методом магнетронного распыления с последующим двухстадийным отжигом при 200 °С в течение 2 часов на первой стадии и в диапазоне температур 350–450 °С в течение 1 часа — на второй.

Анализ пленок с использованием метода рентгеновской дифракции подтвердил поликристаллическую многофазную структуру пленок. Содержание фаз SnO и SnO_2 варьировалось в зависимости от температуры на второй стадии отжига. С использованием метода Резерфордского обратного рассеяния показано, что имплантация ионов He^+ в пленки оксидов олова с энергией $E = 2.4 \text{ МэВ}$ в диапазоне флюенсов 3.75×10^{14} – 1.1×10^{16} см^{-2} не приводит к существенным изменениям в структуре пленки, а ионы He^+ проникают на всю ее толщину $\sim 1.5 \text{ мкм}$.

Установлено немонотонное изменение электропроводности пленок в зависимости от флюенса облучения, что свидетельствует об увеличении концентрации кислородных вакансий в пленках при имплантации ионов He^+ с флюенсом 3.75×10^{14} см^{-2} , а также о разупорядочении структуры пленок при увеличении дозы имплантации ионов He^+ до 1.1×10^{15} см^{-2} и более.

Полученные результаты демонстрируют возможность управляемого изменения электрофизических свойств пленок SnO_x контролируемой ионной имплантацией для последующей оптимизации их сенсорных характеристик.

Работа выполнена в рамках программы сотрудничества ОИЯИ—Беларусь (приказ № 234 от 21.03.2025 п. 19) и в рамках задания 3.02.1.4 ГПНИ РБ «Конвергенция-2025».

1. L.X. Ou, M.Y. Liu, L.Y. Zhu, D.W. Zhang, H.L. Lu. Recent Progress on Flexible Room-Temperature Gas Sensors Based on Metal Oxide Semiconductor // Nano-Micro Lett. 2022. V. 14. P. 206.
2. V. Shah, J. Bhaliya, G.M. Patel, P. Joshi. Room-Temperature Chemiresistive Gas Sensing of SnO_2 Nanowires: A Review // J. Inorg. Organomet. Polym. Mater. 2022. V. 32. P. 741–772.
3. S.M. Majhi, A. Mirzaei, S. Navale, H.W. Kim, S.S. Kim. Boosting the sensing properties of resistive-based gas sensors by irradiation techniques: a review // Nanoscale. 2021. V. 13. P. 4728–4757.
4. Y. Xiong, Y. Lin, X. Wang, Y. Zhao, J. Tian. Defect engineering on SnO_2 nanomaterials for enhanced gas sensing performances // Adv. Powder Mater. 2022. V. 1. P. 100033.

ТЕПЛОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА АО «ГНЦ РФ - ФЭИ»

М.А. Федорова¹, В.И. Шведун², А.Н. Ермаков², Д.А. Бобылев^{1,2}

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

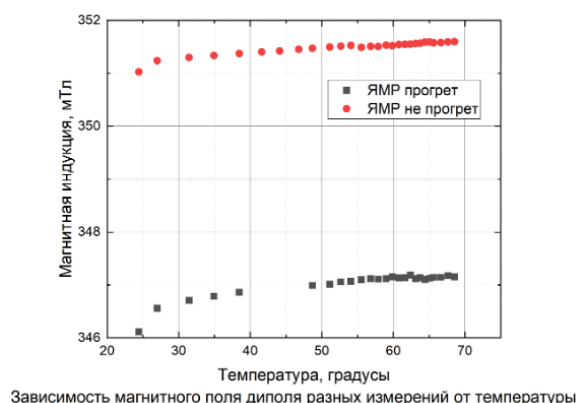
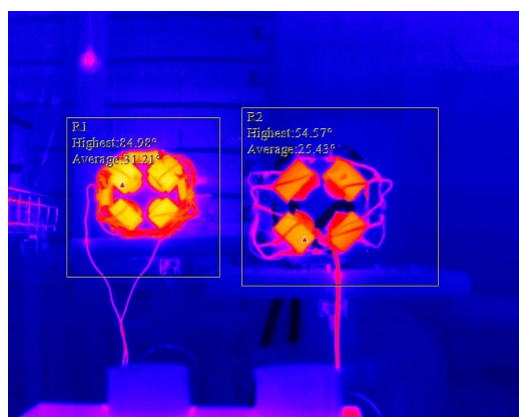
²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: z23051980@yandex.ru

Для успешного использования любого ускорителя необходимо понимать, как обеспечить его эффективную и безопасную работу. Поэтому такая задача, как тепловые измерения магнитов, является достаточно важным аспектом для дальнейшего создания и эксплуатации ускорителей, ведь без этого получение высоких энергий и проведение передовых научных исследований не представляется возможным. В настоящее время существуют различные способы измерения температуры ключевых элементов ускорителя.

Настоящая работа посвящена тепловым измерениям магнитов различных типов (дипольных, квадрупольных, корректирующих) в создаваемом ускорителе для проекта АО

«ГНЦ РФ-ФЭИ» (Обнинск). В ходе работы измерения температур проводились несколькими методами: с помощью тепловизора, термопары и измерения изменения сопротивления обмоток магнитов. Также в ходе работы была создана простейшая теоретическая модель нагрева ярма и обмоток магнита, с которой проводилось сравнение результатов экспериментов. Кроме того, были построены теоретические зависимости магнитной индукции и магнитной проницаемости от температуры для дипольного магнита, которые сравниваются с экспериментальными данными. В дополнение проанализирован нагрев ЯМР-датчика и его влияние на точность измерений магнитного поля. В качестве результатов работы в докладе представлены основные тепловые параметры магнитов и закономерности их нагрева. Для каждого конкретного магнита сделаны выводы о необходимости использования для него охлаждающих систем. Анализируется влияние созданной системы охлаждения квадрупольной линзы на тепловые параметры последней.



1. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. // М.: Мир, 1969.
2. Вавилов В.П., Климов А.Г. Тепловизоры и их применения // М.: Интел универсал, 2002.
3. Alimov, A.S., Alimov, E.A., Kamanin, A.N., Khankin, V.V., Pakhomov, N.I., Shvedunov, N.V., Shvedunov, V.I., Gryslor, A.V., Lamonov, S.V., Musatov, A.P., and Sigalaev, V.N. // Proc. 21st Russian Particle Accelerator Conference RuPAC 2008, Zvenigorod, 2008, p.269
4. Ermakov, A.N., Khankin, V.V., Alimov, A.S., Ovchinnikova, L.Yu., Pakhomov, N.I., Shvedunov, N.V., Shvedunov, V.I., Klementiev, V.V., Pavshenko, Yu.N., and Simonov A.S. // Proc. Russian Particle Accelerator Conference RuPAC 2016, St. Petersburg, 2016, p.99.
5. А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Физические величины. Справочник. // М.: Энергоатомиздат, 1991, p.616

СПЕКТРЫ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ

А.А. Хмелёв, Д.Р. Игнатьев, Е.Ю. Зыкова, А.А. Татаринцев, Н.Г. Орликовская, А.Е. Иешкин

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

E-mail: ArkaKhmel@yandex.ru

Монокристаллический кварц и кварцевое стекло обладают уникальными электрическими свойствами, среди которых высокая прочность, низкая диэлектрическая проницаемость, термостойкость, низкий коэффициент теплового расширения. Эти свойства делают эти материалы незаменимыми для изготовления ключевых компонентов космических систем, в частности их применяют для оптических покрытий и защитных элементов солнечных панелей. В условиях космоса эти элементы могут подвергаться воздействию ионизирующих космических излучений различной природы и энергий. Для исследования дефектов, образующихся при таких воздействиях в материалах, часто применяют различные люминесцентные методы.

В настоящей работе для исследования дефектообразования при низкоэнергетическом электронном воздействии применялся метод катодолюминесценции (КЛ). Для этого монокристаллический кварц облучался постоянным расфокусированным пучком электронов с энергией 2 кэВ и током 30 мкА в течение получаса. Одновременно регистрировались КЛ спектры кварца в разные моменты времени. Время сбора спектра составляло 10 с. Далее полученные экспериментально спектры обрабатывались по стандартной методике [1]. Сначала они преобразовались в зависимость КЛ интенсивности от энергии по формуле:

$$I(E) = I(\lambda) \frac{\lambda^2}{hc}$$

Затем преобразованные спектры раскладывались на 2 гауссовы составляющие 1.9 эВ и 2.6 эВ (рис.1). На основе литературных данных [2-4] линия 1.9 эВ была отнесена к немостиковому кислороду; линия 2.6 эВ – к двухкоординированному кремнию. Из рис.1 хорошо видно, что в процессе электронного облучения интенсивность линии 1.9 эВ убывает, в то же время в спектре появляется новая линия 2.6 эВ интенсивность которой возрастает с увеличением флюенса электронного облучения.

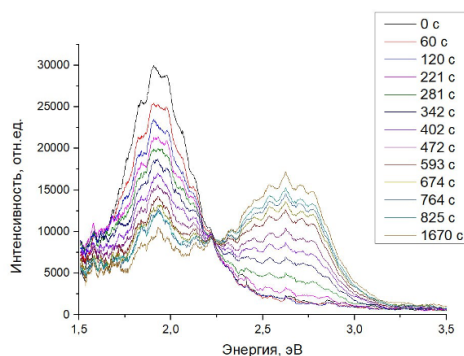


Рис. 1: КЛ спектры кварца, снятые в различные моменты времени электронного облучения.

Рис.2 демонстрирует зависимости площади под пиками от флюенса электронного облучения (рис.2).

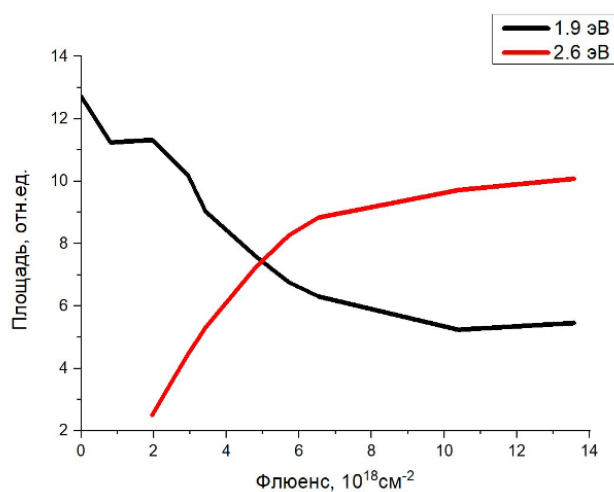


Рис. 2: График зависимости площади КЛ пиков 1.9 эВ и 2.6 эВ от флюенса электронного облучения.

Полученные экспериментальные данные показывают, что в процессе электронного облучения происходит изменение исходной структуры дефектов кварца: количество дефектов типа немостиковый кислород уменьшается, при этом увеличивается число дефектов типа «двухкоординированный кремний». Это может быть связано либо с преобразованием одного типа дефектов в другой, либо с резким увеличением числа светящихся центров, связанных с двухкоординированным кремнием. Кроме того, возможно альтернативное объяснение, связанное с накоплением отрицательного заряда внутри материала, изменяющего область выхода катодолюминесценции.

1. Y. Wang, P.D. Townsend, Potential problems in collection and data processing of luminescence signals, *Journal of Luminescence*, 42, 202 (2013).
2. L. Skuja. *J. Non-Cryst. Solids* 239, 16 (1998)
3. H.-J. Fitting, T. Barfels, A.N. Trukhin, B. Schmidt. *J. Non-Cryst. Solids* 279, 51 (2001)
4. L. Skuja, N. Ollier, K. Kajihara. *Rad. Measurements* 135, 106373 (2020).

ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ТЕРМОУСАЖИВАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

П.А. Шимко¹, У.А. Близнюк^{1,2}, С.А. Золотов¹, И.В. Лазенкова³, А.П. Черняев^{1,2}

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

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

Радиационная обработка полимерных материалов на ускорителях электронов позволяет целенаправленно изменять их структуру и физико-химические свойства. Под воздействием излучения происходят процессы радиационной сшивки и деструкции, что широко применяется при производстве термоусаживающихся изделий — трубок, плёнок и муфт. Такие изделия находят применение в электронике, энергетике и машиностроении для изоляции и защиты соединений, а также повышения стойкости ко внешним воздействиям [1].

Эффективность радиационной модификации полимеров во многом определяется точностью подведения дозы. Превышение дозового порога приводит к деградации структуры и потере механических свойств материала, тогда как недостаточная доза не обеспечивает необходимую степень сшивки и, следовательно, не формирует эффект термоусадки. Таким образом, ключевая задача технологического процесса заключается в обеспечении оптимального и равномерного распределения поглощённой дозы в изделии.

Целью настоящего исследования являлось определение оптимальной схемы радиационной обработки термоусаживающихся изделий составной геометрии — укладок термоусаживающихся трубок. Эксперименты проводились на базе Центра радиационной обработки «Axenter» (г. Дубна), оснащённого линейным ускорителем электронов Mevex MB 10-30 SC900 (УЭЛР-10-20) с максимальной энергией пучка 10 МэВ.

Объектами исследования служили термоусаживающиеся трубки марок V1(к) 36/55×9-1400 и V1(4) 45/59×7-1400, предоставленные ООО «РИКА ГРУПП». Маркировка изделий отражает их основные геометрические параметры: первое число соответствует внутреннему диаметру трубки (36 и 45 соответственно), второе — внешнему диаметру (55 и 59), значение после знака «×» указывает толщину стенки (9 и 7), заключительное число обозначает длину трубки (1400). Все значения приводятся в миллиметрах.

Проводилось экспериментальное и численное исследование распределений поглощенной дозы в трубках. В ходе эксперимента проводилась обработка образцов при следующих параметрах работы РТУ: энергия электронов 9.8 МэВ, ток пучка 2.0 мА, частота следования импульсов 472 Гц, ширина и высота развертки пучка 40 × 15 см, скорость конвейера 2.8 м/мин. Дозиметрический контроль выполнялся с использованием стандартных образцов поглощённой дозы (СО ПД(Ф)Р 5/50), аттестованных ВНИИФТРИ. Измерения дозы проводились по методике ГОСТ 8.651–2016 [2].

Численное исследование проводилось методом компьютерного моделирования радиационной обработки трубок с использованием инструментария Geant4, в котором воспроизводилась геометрия эксперимента. Химический состав трубок моделировался полипропиленом.

Полученные экспериментальные данные показали, что для трубок V1(к) 36/55×9-1400 (рис. 1) достигнута заявленная поглощённая доза, соответствующая требованиям технического задания. Распределение дозы по толщине образца близко к расчётному, существенного переоблучения не наблюдалось. Для трубок V1(4) 45/59×7-1400 (рис. 2) выявлено превышение дозы в центральной области образца по сравнению с периферийными слоями, что может указывать на неравномерность распределения энергии электронного пучка при односторонней обработке.

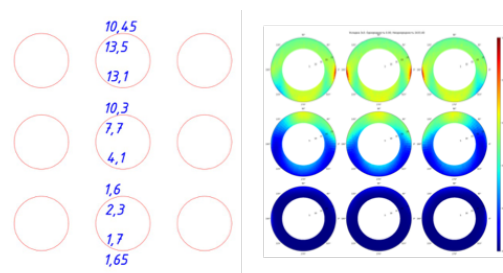


Рисунок 1 распределение дозы на трубках V1(к) 36/55*9-1400
эксперимент/модель

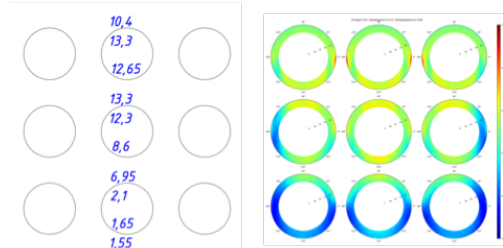


Рисунок 2 распределение дозы на трубках V1(4) 45/59*7-1400
эксперимент/модель

Рис. 1

Проведённое исследование позволило определить особенности распределения поглощённой дозы при радиационной обработке термоусаживающихся материалов на ускорителях электронов и подтвердило возможность достижения требуемых параметров дозирования при корректном выборе режима облучения. Полученные экспериментальные данные показали удовлетворительное совпадение с расчётами, выполненными с использованием инструментария Geant4, что свидетельствует о корректности используемых моделей и обоснованности их применения для планирования радиационной обработки. Сформированная экспериментальная база может служить основой для дальнейшей оптимизации параметров облучения и повышения точности компьютерного моделирования дозовых полей при работе с полимерными материалами различной формы и толщины. Исследование стало возможным благодаря финансовой поддержке Фонда поддержки молодых учёных имени Геннадия Комиссарова, оказанной в рамках выигранного конкурса научных стажировок «Молодые учёные 3.0».

1. Chmielewski A.G., Berejka A.J. Applications of Radiation Chemistry in the Production of Polymer Materials. — IOP Publishing, 2020.
2. ГОСТ 8.651–2016. Государственная система обеспечения единства измерений. Медицинские изделия. Радиационная стерилизация. Методика дозиметрии.

Секция
«Медицинская физика и
радиационная биология»

ДОЗОВЫЙ ИНДЕКС КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ (CTDI)

В.И. Жаворонкова¹, И.А. Суворов¹, Т.П. Мельниченко¹, Е.Н. Лыкова¹, В.Р. Оганян²,
Е.А. Копылова¹

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

²МКНЦ им. А.С. Логинова, Москва, Россия

В условиях широкого распространения компьютерной томографии (КТ) задача точной оценки дозы облучения пациента становится приоритетной. Индекс компьютерной томографии (CTDI) является фундаментальным метрическим показателем в этом процессе. В работе проведен анализ влияния технических характеристик КТ-аппарата и параметров режима сканирования на величину дозовой нагрузки.

Многообразие модификаций дозиметрических индексов, протоколов сканирования и технических характеристик томографов требует систематизации факторов, влияющих на дозу облучения. В работе представлен анализ ключевых параметров, определяющих дозовую нагрузку в компьютерной томографии.

Проведен анализ эволюции дозиметрических индексов от базового $CTDI_{100}$ к взвешенному $CTDI_w$ и, далее, к объемному $CTDI_{vol}$. Базовый индекс $CTDI_{100}$ представляет собой интегральную поглощенную дозу вдоль оси z при осевом сканировании и вычисляется по формуле:

$$CTDI_{100} = \frac{1}{N \cdot T} \int_{-50mm}^{+50mm} D(z) dz,$$

где N - число срезов, T - толщина одного среза, $D(z)$ - распределение дозы вдоль оси z .

Взвешенный индекс $CTDI_w$ учитывает неравномерность распределения дозы по поперечному сечению фантома и рассчитывается как средневзвешенное значение между центральной и периферическими точками измерения:

$$CTDI_w = \frac{1}{3} \cdot CTDI_{100, \text{центр}} + \frac{2}{3} \cdot CTDI_{100, \text{периферия}}$$

Объемный индекс $CTDI_{vol}$ является ключевым показателем для спирального сканирования и учитывает геометрию сканирования через шаг спирали:

$$CTDI_{vol} = \frac{CTDI_w}{Pitch},$$

где $Pitch$ – шаг спирали, определяемый как

$$Pitch = \frac{\Delta d}{N \cdot T},$$

где Δd – перемещение стола за один оборот трубки, N – число срезов, T – толщина одного среза.

Доза, связанная с произведением на длину (DLP), рассчитывается по формуле:

$$DLP = CTDI_{vol} \cdot L,$$

где L – длина сканирования в сантиметрах. DLP представляет полную дозу за все сканирование и используется для оценки полной радиационной нагрузки.

Анализ демонстрирует, что корректная оценка дозовой нагрузки в КТ невозможна без понимания взаимосвязи между типом используемого дозиметрического индекса, выбранным протоколом сканирования и техническими параметрами аппарата. Ключевыми факторами, влияющими на дозу облучения, являются: шаг спирали (Pitch) - основной регулятор дозы в спиральном режиме; напряжение трубки (кВ) - определяет энергию рентгеновского излучения; ток трубки (мА) - сила тока рентгеновской трубки; произведение тока на время (мАс) - интегральный параметр, определяющий количество излучения; ряды детектора - количество детекторных элементов по оси z; тип скана - осевой или спиральный режим сканирования; общее время эмиссии - суммарное время работы рентгеновской трубки.

Представленный систематизированный обзор влияющих факторов служит практической основой для разработки оптимизированных клинических протоколов, обеспечивающих соблюдение принципа «настолько низко, насколько разумно достижимо» (ALARA) без ущерба для диагностической ценности исследования. Понимание взаимосвязи между параметрами КТ-сканирования и дозовой нагрузкой позволяет целенаправленно управлять радиационным воздействием на пациента.

1. MagicMaX Universal User's Guide. — IBA Dosimetry GmbH, Schwarzenbruck, Germany, 2019. — 75 p.
2. Goldman L. W. Principles of CT: Radiation Dose and Image Quality // Journal of Nuclear Medicine Technology. — 2007. — Vol. 35, No. 4. — P. 213–225.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОХРОМНЫХ ПЛЁНОК ДЛЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ПЛАНОВ ЛЕЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ

К.В. Запорожская¹, Е.Н. Лыкова^{1,2}, Е.А. Копылова^{1,2}, Е.А. Новикова¹, А.В. Назаренко²

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

²*Государственное бюджетное учреждение здравоохранения города Москвы «Московский клинический научно-практический центр имени А.С. Логинова Департамента здравоохранения города Москвы», Москва, Россия*

E-mail: zaporozhskayakv@my.msu.ru

Одним из видов дистанционной лучевой терапии является радиохирurgia. Радиохирurgia – это однократное подведение высоких доз к образованиям с малым объемом [1], которое требует особой точности. Для каждого пациента создаётся индивидуальный план лечения, учитывающий особенности мишени, а также анатомическое и физиологическое строение конкретного пациента. При создании планов лечения рассчитывается дозовое распределение в теле пациента. Для каждого плана проводится гарантия качества – проверка на соответствие запланированного и фактического дозового распределения. При проведении гарантии качества планов лечения при таком способе облучения необходимы

детекторы, чувствительные к высокому градиенту доз. Использование для дозиметрии радиохирургических планов лечения радиохромных плёнок может решить данную проблему.

Радиохромные пленки – это самопроявляющиеся пленки, которые используются для измерения и проверки поглощённой дозы ионизирующего излучения. Так ие плёнки имеют следующее строение: между двумя полистереновыми пленками находится эмульсия, содержащая синтетический краситель, который при воздействии ионизирующего излучения полимеризуется и меняет окраску, причем количество полимеризованных молекул красителя определяет оптическую плотность окраски, которая пропорциональна поглощенной энергии [2]. Оптическая плотность (OD) – мера ослабления света прозрачными объектами, либо отражения света непрозрачными объектами, определяется как:

$$OD = \lg \frac{I_{in}}{I_{out}}$$

При выполнении данной работы были подобраны параметры калибровки и сканирования радиохромных плёнок для использования при дозиметрии индивидуальных планов лечения. 24 плёнки были облучены на медицинском ускорителе фотонами с энергией 6 МэВ дозами от 0,1 до 30 Гр. Спустя сутки они были отсканированы. По известным дозам и полученным оптическим областям были построены калибровочные кривые. Кривые были аппроксимированы функцией вида:

$$OD = -\ln \left(\frac{a + b \cdot D}{c + D} \right)$$

Как показано на рисунке 1, при дозах облучения меньше 7 Гр красный канал демонстрирует более высокий отклик (то есть, изменение оптической плотности на единицу дозы), чем другие каналы. При облучении дозами свыше 7 Гр более высокий отклик демонстрирует зелёный канал. Так как для проведения гарантии качества радиохирургических планов лечения нам необходимы детекторы, чувствительные к высокому градиенту доз, необходимо использовать тот канал сканирования, который имеет более высокий отклик. То есть, при облучении дозами до 7 Гр за одну фракцию необходимо использовать красный канал, свыше 7 Гр – зелёный.

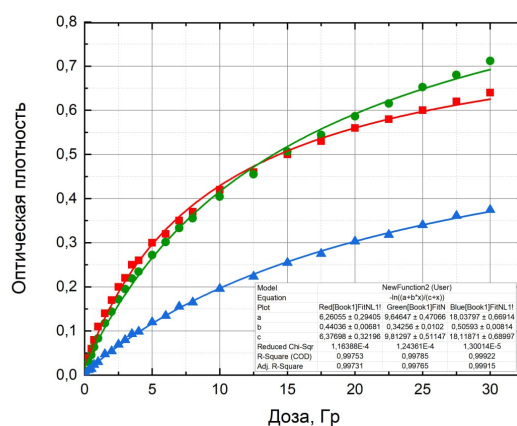


Рис. 1: Данные денситометрических кривых по каналам.

В результате проведения данной работы были откалиброваны и введены в эксплуатацию плёночные дозиметры Gafchromic EBT3, также были разработаны рекомендации для применения радиохромных плёнок в клинической дозиметрии МКНЦ им. А.С. Логинова.

1. А.П. Черняев, Е.Н. Лыкова, А.И. Поподько. Медицинское оборудование в современной лучевой терапии: учеб. пособие. //ООП физического факультета МГУ, 2019, 101.
2. M.J. Butson, P.K.N. Yu, T. Cheung, P. Metcalfe. Radiochromic film for medical radiation dosimetry // Materials Science and Engineering R. 2003.V. 41. 61–120.

СРАВНЕНИЕ СИСТЕМ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ НА ОСНОВЕ ОЦЕНКИ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

С.А. Зеленова¹, И.Ф. Жаринов¹, А.А. Щербаков^{1,2}, Ф.Р. Студеникин^{1,2}, А.П. Черняев^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: zelenovasa@my.msu.ru

В настоящее время протонная лучевая терапия является одним из перспективных методов лечения онкологических заболеваний. Главным преимуществом данного метода лучевой терапии является возможность обеспечения более точной доставки дозы к целевому объему, минимизируя воздействие ионизирующего излучения на окружающие здоровые ткани. Такой результат возможен благодаря особенности взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом: они отдают основную часть своей энергии в конце своего пути, стремительно ионизируя атомы среды. Для достижения требуемого распределения дозы используется два основных метода: пассивного рассеяния и магнитного сканирования пучков с различной энергией [1]. Последний использует магниты для сканирования пучков различной энергии в поперечном направлении. В методе пассивного рассеяния для достижения соответствия формы пучка геометрии мишени используются последовательно установленные деградатор, рассеивающие фольги, колесо модулятора.

При прохождении протонного пучка через коллимационную систему, а также биологические ткани, в результате ядерных взаимодействий могут рождаться вторичные частицы: фотоны, протоны и нейтроны. Последние, обладая высокой относительной биологической эффективностью, могут вносить неучтенный вклад в эквивалентную дозу, получаемую пациентом. Актуальной проблемой современных исследований является учет и уменьшение доз от вторичных частиц. Одним из главных источников вторичных нейтронов является система пассивного рассеяния, поскольку она состоит из большого количества элементов с высоким значением зарядового числа [2].

В настоящей работе проводится моделирование с помощью инструментария Geant4 систем пассивного рассеяния и активного сканирования. Для пучка, модифицированного системой пассивного рассеяния, и аналогичного набора энергий в методе активного сканирования было снято глубинно-дозовое распределение в водном фантоме, а также спектры вторичных нейтронов для каждой из рассматриваемых методик.

1. Mohan Radhe and Grosshans David. Proton therapy – Present and future // Advanced Drug Delivery Reviews. — 2017. — Jan. — Vol. 109. — P. 26–44. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1016/j.addr.2016.11.006>.
2. Rasouli Fatemeh Sadat. A Monte Carlo simulation study on the secondary neutron dose in passive proton therapy // Radiation Physics and Engineering. — 2022. — Feb. — Vol. 3. — Access mode: <https://doi.org/10.22034/rpe.2022.336565.1070>.

ОЦЕНКА ДОПУСТИМОЙ ПОГРЕШНОСТИ В РАСЧЕТЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

А.П. Любомудров^{1,2}, Е.П. Швецова¹, С.А. Золотов^{1,2}, А.А. Ким^{1,2}, Ф.Р. Студеникин^{1,2}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

E-mail: liubomudrov.ap22@physics.msu.ru

На сегодняшний день ускорительная техника и радиационные технологии находят применение в множестве разнообразных сфер человеческой деятельности: науке, медицине, пищевой промышленности, безопасности и др. [1]. Для научных исследований в области радиационной медицинской физики и для улучшения эффективности лучевой терапии необходимо знание энергетического спектра пучка частиц, например, для применения в нестандартных ситуациях, не предусмотренных в штатных системах планирования, таких как наличие имплантатов у пациентов, которые не учитываются в штатных системах планирования [2]. Однако, на практике точный спектр может быть неизвестен. Прямое измерение спектра в клинических условиях сложно и трудоемко. Косвенные методы, такие как анализ глубинных распределений дозы (PDD), позволяют восстановить спектр, но традиционные алгоритмы (например, метод Монте-Карло [3, 4]) требуют значительных вычислительных ресурсов. В связи с этим фактом актуальной задачей является создание метода восстановления спектра ускорителя по получаемым экспериментальным данным, таким как глубинное дозовое распределение. Такая работа, ведется в лаборатории радиационной медицинской физики ОЯФММП НИИЯФ МГУ [5]. Перспективным может являться применение нейронных сетей для решения этой обратной задачи [6]. Однако, важным критерием при восстановлении спектра для вышеописанных практических целей является понимание допустимой разницы между восстановленными и исходными спектрами [7, 8].

Целью данной работы является анализ и систематизация знаний о факторах, приводящих к появлению погрешностей в расчёте поглощенной дозы в практике радиационной медицинской физики и лучевой терапии.

Можно выделить три категории факторов, приводящих к ошибке в расчете дозы:

I. Клинические и геометрические ошибки. В эту категорию входят факторы, связанные с неправильным позиционированием пациента, приводящим к смещению геометрии облучения [9].

II. Ошибки моделирования и расчета в системе планирования лечения. К этой категории относятся факторы, вызванные особенностями конструкции, настройки и работы штатных систем планирования лечения в медицинских ускорителях [10, 11].

III. Человеческий фактор. Совокупность факторов, вызванных ошибками при неверном проведении процедур специалистом [12].

Анализ статей показал, что методы восстановления спектра, обеспечивающие погрешность рассчитанной дозы не более 5%, удовлетворяет устоявшейся сегодня практике в лучевой терапии [7, 8].

1. Черняев А.П. Радиационные технологии: наука, народное хозяйство, медицина. // М.: КДУ, 2018
2. Editor E. B. Podgorsak. Radiation Oncology Physics: a Handbook for Teachers and Students // sponsored by IAEA, 2005
3. Hyojun Park et. al. Analysis of Dose Distribution According to the Initial Electron Beam of the Linear Accelerator: A Monte Carlo Study // Journal of Radiation Protection and Research, 2018
4. Geant4 - A Simulation Toolkit, S. Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Meth. A 506 250-303 (2003)
5. S. A. Zolotov et. al. Landau distribution-based regularized algorithm for reconstruction of electron beam energy spectrum using depth dose distributions in targeted materials // Phys.Scr. 100 (2025)
6. Jorge Torres-Díaz et. al. Measurement of linear accelerator spectra, reconstructed from percentage depth dose curves by neural networks // Physica Medica, 2022
7. Требования к точности и факторы неопределенности в лучевой терапии // серия норм МАГАТЭ по здоровью человека, № 31, МАГАТЭ, 2022
8. Определение поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии // Серия технических докладов, № 398 (rev. 1), МАГАТЭ, 2025
9. X. Cao et. al.. The effects of set-up errors on dose distribution in radiotherapy treatment for lung cancer // International Journal of Radiation Research, July 2021, Volume 19, No 3
10. James R. Kerns et. al. Treatment Planning System Calculation Errors Are Present in the Majority of IROC-Houston Phantom Failures // Int J Radiat Oncol Biol Phys. 2017
11. Benjamin E. Nelms et. al. Evaluating IMRT and VMAT dose accuracy: Practical examples of failure to detect systematic errors when applying a commonly used metric and action levels // Med. Phys. 40 (11), 2013
12. Frank-Andre Siebert et. al. Errors detected during physics plan review for external beam radiotherapy // Physics and Imaging in Radiation Oncology 24 (2022)

ОЦЕНКА БИОХИМИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КАРТОФЕЛЯ ПРИ ХРАНЕНИИ ПОСЛЕ ПРЕДПОСАДОЧНОГО РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

И.Т. Межетова¹, У.А. Близнюк^{1,2}, П.Ю. Борщеговская^{1,2}, Я.В. Зубрицкая^{1,2},
С.А. Золотов¹, В.С. Ипатова², Е.К. Козлова^{1,3}, А.А. Малюга⁴, А.Д. Никитченко¹,
А.Ю. Опруненко¹, И.А. Родин^{1,5}, А.П. Черняев^{1,2}, Н.С. Чуликова⁴, Д.С. Юров²

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

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

³ФГАОУ ВО Первый МГМУ имени И.М. Сеченова Минздрава России (Сеченовский
Университет), Москва, Россия

⁴Сибирский федеральный научный центр агробиотехнологий Российской академии наук,
Краснообск, Россия

⁵МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

E-mail: mezhetova.it19@physics.msu.ru

В условиях экологизации сельского хозяйства актуальным направлением является разработка физических методов предпосевной обработки семенного материала, направленных на повышение урожайности и качества продукции. Среди них перспективна радиационная обработка, отличающаяся универсальностью: варьирование дозы облучения позволяет стимулировать ростовые процессы, осуществлять дезинсекцию или подавлять прорастание при хранении [1, 2]. Ключевыми задачами в этой области являются не только оптимизация режимов облучения, но и оценка его влияния на последующие генерации растений.

Целью настоящей работы было изучение воздействия предпосевной обработки семенных клубней картофеля низкоэнергетическими ускоренными электронами и рентгеновским излучением на характеристики полученного урожая.

Объектами исследования служили клубни картофеля сортов Гала и Фиолетовый. Облучение проводили на ускорителе электронов УЭЛР-1-1-25-Т-001 (максимальная энергия 1 МэВ) и рентгеновской установке РАП-100-10 (максимальная энергия фотонов 80 кэВ). Применяли двустороннее облучение в диапазоне доз 5–30 Гр. Методом компьютерного моделирования в среде Geant4 получены карты распределения поглощенной дозы и линейной передачи энергии (ЛПЭ) в объеме клубня, представленного водным фантомом. Картофель выращивали в условиях лесостепной зоны Западной Сибири без применения удобрений. В течение 4 месяцев хранения ежемесячно проводили оценку состояния клубней и химический анализ. Методом ГХ-МС с использованием базы данных NIST/EPA/NIH 2008 анализировали состав летучих органических соединений (ЛОС), а спектрофотометрически по ГОСТ Р 5409-2012 определяли содержание восстанавливающих сахаров. Для классификации урожая по факту облучения применяли методы машинного обучения.

Моделирование показало, что двустороннее облучение обеспечивало относительно равномерное распределение дозы. Рентгеновское излучение характеризовалось большей проникающей способностью по сравнению с электронами. Наибольшие значения ЛПЭ для рентгеновского излучения регистрировали в поверхностных слоях клубня, для электронов — во внутренних, причем максимальные значения ЛПЭ рентгеновского излучения более чем в два раза превышали таковые для электронного.

У сорта Фиолетовый к 4-му месяцу хранения длина ростков клубней от облученного семенного материала превышала контроль в 2 раза. У сорта Гала также отмечено увеличение длины ростков, но четкой дозовой зависимости не выявлено. Отмечены сортовые различия в динамике содержания восстанавливающих сахаров при хранении. Дозовые зависимости были нелинейными и зависели от сорта и типа излучения, однако к 3-му месяцу различия с контролем нивелировались.

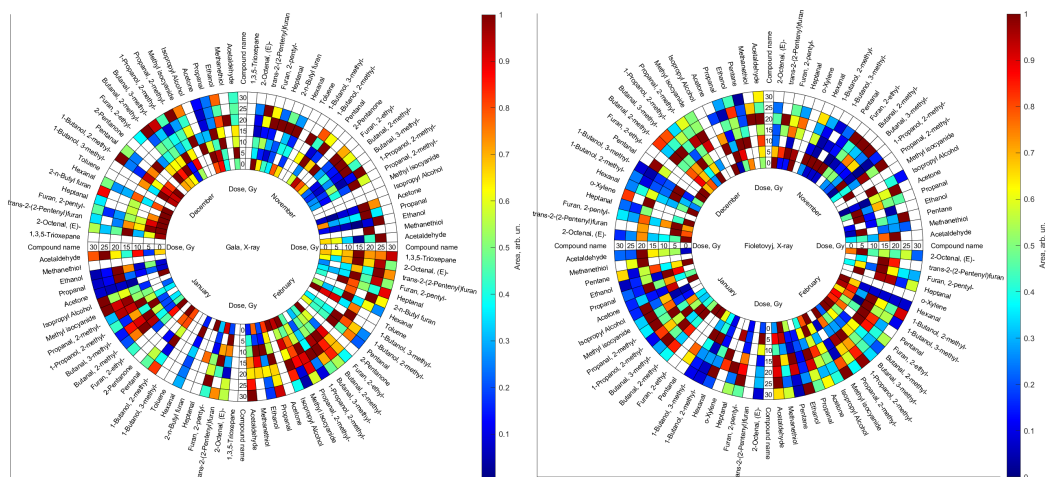


Рис. 1: Диаграмма летучих органических соединений для различных месяцев наблюдений и значений поглощенной семенным материалом дозы: (слева) картофель сорта гала, выращенный из облученного рентгеновским излучением семенного материала; (справа) картофель сорта фиолетовый, выращенный из облученного рентгеновским излучением семенного материала.

ГХ-МС анализ показал увеличение количества и содержания ЛОС в клубнях от облученных семян. На основе данных по 157 ЛОС методами машинного обучения достигнута точность классификации урожая по факту облучения на уровне 75–100% в зависимости от сорта и срока хранения (рисунок 1 (а,б)).

Предпосевная обработка семенных клубней картофеля низкоэнергетическим ионизирующим излучением стимулирует прорастание собранного урожая при хранении, что наиболее выражено у сорта Фиолетовый. Установленные изменения химического состава, в частности, профиля летучих соединений, позволяют с высокой точностью идентифицировать происхождение клубней с применением методов машинного обучения.

Исследование было выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта №22-63-00075.

1. Li H. Z., Zhou W. J., Zhang Z. J. et al. Effect of γ -radiation on development, yield and quality of microtubers in vitro in *Solanum tuberosum* L // *Biologia Plantarum*, 2005, V. 49. – P. 625-628. <https://doi.org/10.1007/s10535-005-0062-1>
2. Isemberlinova A. A., Egorov I. S., Nuzhnyh S. A. et al. The pulsed X-ray treatment of wheat against pathogenic fungi // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2021, V. 503. – P. 75-78. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.07.011>

РАСЧЕТ ДОЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ФОТОННОГО СПЕКТРА В ВИРТУАЛЬНОМ ТРЕНАЖЕРЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Е.А. Рябова¹, Е.Н. Лыкова^{1,3}, А.А. Щербаков^{1,2}, А.В. Назаренко³

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

³*Московский клинический научный центр имени А.С. Логина, Москва, Россия*

E-mail: riabova.ea22@physics.msu.ru

В современной лучевой терапии критически важным элементом подготовки медицинских физиков является отработка навыков планирования и проведения облучения на реалистичных тренажерах, а также получения опыта работы с оборудованием для клинической дозиметрии. Однако предоставить возможность безопасного и доступного освоения данного практикума может не каждое учебное заведение. Разработка виртуального аналога линейного ускорителя позволила бы решить эту задачу. Ключевым элементом реалистичности такого тренажера является точная физическая модель взаимодействия ионизирующего излучения с веществом [1], в частности, формирование дозовых распределений в биотканеэквивалентной среде (воде).

Целью данной работы являлась наработка библиотеки данных о дозовых глубинных распределениях в водном фантоме [2] для последующего моделирования неоднородного фотонного спектра в виртуальном тренажере лучевой терапии.

Для расчета дозовых распределений использовался метод Монте-Карло с использованием программного пакета Geant4 [3]. Моделирование проводилось для пучков фотонного излучения с полем облучения полностью покрывающим фантом. Плоский источник диаметром 2 см располагался на расстоянии 100 см от фантома. Водный фантом представлял собой куб со стороной 20 см. Моделирование проводилось для моноэнергетических пучков в двух диапазонах: от 100 кэВ до 1 МэВ с шагом 100 кэВ и от 1 МэВ до 30 МэВ с шагом 1 МэВ. Регистрировалось значение поглощенной дозы в фантоме в зависимости от глубины его погружения в фантом с шагом 2мм.

В результате работы создана комплексная база данных дозовых распределений для моноэнергетических пучков, охватывающая клинически релевантный диапазон. Эта база данных служит основой для последующего моделирования дозовых полей от неоднородного фотонного спектра путем их суперпозиции. В дальнейшем разработанный метод может быть расширен для наработки объемных распределений дозы и интеграции с DICOM-файлами, что позволит моделировать облучение в реалистичных анатомических условиях.

1. Климанов, В. А. Радиационная дозиметрия : монография / В. А. Климанов, Е. А. Крамер-Агеев, В. В. Смирнов ; под ред. В. А. Климанова. — Москва : НИЯУ МИФИ, 2014. — 648 с. — ISBN 978-5-7262-2038-3.
2. Иванов, В. И. Курс дозиметрии : учебник для вузов / В. И. Иванов. — 3-е изд., перераб. и доп. — Москва : Атомиздат, 1978. — 392 с.
3. GEANT4: a simulation toolkit. Book for application developers. Release 11.3 / Geant4 Collaboration. — 2025. — June 14. — Режим доступа: <http://geant4.org/> (дата обращения: 01.07.2024).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОМПОНЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО МЕДИЦИНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Г.А. Сорокин¹, А.А. Щербаков^{1,2}, Ф.Р. Студеникин^{1,2}

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

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

E-mail: sorokin.ga23@physics.msu.ru

Линейный ускоритель является одним из основных инструментов для лечения злокачественных новообразований в рамках современной лучевой терапии. Путь линейных ускорителей к статусу основного инструмента лечения начался в середине XX века, когда первый медицинский линейный ускоритель был использован в клинической практике в 1953 году [1]. Дальнейшее развитие линейных ускорителей связано с достижениями в физике, электронике, компьютерном моделировании и визуализации, что привело к созданию современных, высокоточных, надежных и многофункциональных аппаратов. Несмотря на длительную историю, технологии в линейных ускорителях продолжают развиваться.

Современные методы лучевой терапии, среди которых представлены интенсивно модулированная лучевая терапия (IMRT) [2] и объемно-модулированная дуговая терапия (VMAT) [3], направлены на максимальное соответствие дозового распределения форме опухоли, что кардинально снижает дозовую нагрузку на критические органы и здоровые ткани. Эти методы предъявляют высокие требования к точности и скорости доставки дозы, что требует значительных усовершенствований компонентов линейного ускорителя для их реализации, что нашло отражение в ряде научных работ.

Постоянное совершенствование методов лучевой терапии, направленное на минимизацию рисков для пациентов, требует детального анализа современных исследований в области модернизации компонентов линейных медицинских ускорителей. В настоящей работе описаны и систематизированы основные исторические этапы развития и внедрения в клиническую практику медицинских ускорителей. Приводятся сведения о современном состоянии новейших исследований в области ускорительной техники. Систематизированы и представлены основные составные элементы ускорительной техники.

1. Thwaites D.I., Tuohy J.B. Back to the future: the history and development of the clinical linear accelerator // Physics in Medicine and Biology. 2006. Vol. 51. P. R343–R362.
2. Thomas E. Goffman, Eli Glatstein Intensity-Modulated Radiation Therapy // Radiat Res. 2002 Jul;158(1):115-7.
3. Roberto Pacelli, Mara Caroprese et al. Technological evolution of radiation treatment: Implications for clinical applications // Seminars in Oncology, 46, 3, 6, 2019
4. Jeong D.H., Lee M., Lim H., et al. Electron beam scattering device for FLASH preclinical studies with 6-MeV LINAC // Nuclear Engineering and Technology, 53, 4, 4, 2020
5. Sung W., Park J.I., Kim J., et al. Monte Carlo simulation for scanning technique with scattering foil free electron beam: A proof of concept study // PloS one, 12, 5, 5, 2017

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОПЛАСТИЧЕСКОЙ МАСКИ НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ГОЛОВЫ ПУЧКОМ ФОТОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В GEANT4

И.В. Храмов¹, А.А. Щербаков^{1,2}, Е.Н. Лыкова^{1,3}

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

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия*

³*Московский клинический научный центр имени А.С. Логанова, Москва, Россия*

E-mail: khramoviv@my.msu.ru

Среди онкологических заболеваний значительную часть составляют заболевания головы и шеи. По современным данным их доля достигает порядка 10% от общего числа [1]. Высокая частота их развития подчеркивает важность совершенствования техники и методов лечения, в число которых входит и лучевая терапия [2].

В наружной лучевой терапии для фиксации головы пациента применяют специальные термопластические маски [3]. Это позволяет обеспечить требуемую точность облучения и избежать воздействия на органы риска, которое может возникнуть из-за произвольных движений пациента. Эти маски изготавливаются из полимерных материалов, которые становятся эластичными при достижении температур порядка 70 °С. В таком состоянии они точно повторяют анатомические особенности лица пациента, что позволяет использовать их в лучевой терапии. Существуют исследования, подтверждающие, что использование маски повышает значения поглощенной дозы излучения на поверхности кожи. Это способствует повышению риска ожогов и связано со статистически значимым ростом заболеваемости [4–6].

В настоящей работе изучалось влияние термопластической маски на дозовую нагрузку. На основании полученных данных проводились численные расчеты. Исследование проведено методом компьютерного моделирования с применением программного пакета GEANT4, основанного на методе Монте-Карло. В численных экспериментах использованы КТ-снимки головы с маской и без неё. Модели облучали пучком тормозных фотонов с максимальной энергией 6 МэВ с известным спектром. Параметры пучка определены на медицинском ускорителе и валидированы на водном фантоме. Были получены дозовые распределения в фантомах.

1. Международное агентство по исследованию рака (IARC). GLOBOCAN 2020 - Фактический лист: Колумбия // GLOBOCAN. Режим доступа: <https://gco.iarc.who.int/media/globocan/factsheets/populations/170-colombia-fact-sheet.pdf> Загл. с экрана. Дата обращения: 02.11.2025.
2. Alonso, A.R., Suárez, J.F.R., Alonso, A.P., Sedeño, B.P., Martín, M.A.H., Jiménez, P.C.L. Cáncer de cabeza y cuello // BioCáncer. — 2019. — Vol. 1. — P. 1–15.
3. Международное агентство по атомной энергии (ОИЭА). Manual Técnico-Práctico de Radiación. Técnicas de Cuarto de Moldes para Teleterapia // ОИЭА. — Вена, Австрия: ОИЭА, 2004.

4. Lee, N.C. Skin toxicity due to intensity-modulated radiotherapy for head-and-neck carcinoma // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. — 2002. — Vol. 53. — P. 630–637.
5. Halm, E.A. Influence of thermoplastic masks on the absorbed skin dose for head and neck tumor radiotherapy // Cancer Radiother. J. Soc. Fr. Radiother. Oncol. — 2002. — Vol. 6. — P. 310–319.
6. Hadley, S.W. Effects of immobilization mask material on surface dose // J. Appl. Clin. Med. Phys. — 2005. — Vol. 6. — P. 1–7.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИХ МАСОК НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Чжоу Чжиян¹, Д.Н. Пятаев², И.В. Храмов¹, А.А. Щербаков¹, А.О. Хуцистова^{1,2}, А.В. Назаренко², Е.Н. Лыкова^{1,2}

¹*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины, Москва, Россия*

²*Государственное бюджетное учреждение здравоохранения города Москвы «Московский клинический научно-практический центр имени А.С. Логинова Департамента здравоохранения города Москвы», Москва, Россия*

E-mail: 1054331901@qq.com

Термопластические маски обеспечивают высокую точность фиксации пациентов в лучевой терапии, но при этом вносят значимые изменения в дозовое распределение. Многочисленные экспериментальные исследования демонстрируют, что маска, расположенная на пути пучка ионизирующего излучения, действует как слой болуса. Это приводит к увеличению поверхностной дозы — в 2.0–6.5 раз по сравнению с облучением без маски. Данный эффект обусловлен взаимодействием излучения с материалом маски, что усиливает электронное загрязнение и смещает максимум дозы ближе к поверхности кожи.

Степень изменения дозового распределения определяется комплексом взаимосвязанных факторов. Одним из которых является состав маски. С точки зрения физики излучения, оптимальные материалы для масок должны обладать низким эффективным атомным номером (Zэфф) и низкой плотностью для минимизации взаимодействия с излучением. Сравнительный анализ полимеров показывает, что поликапролактон (PCL) является наиболее предпочтительным материалом, поскольку сочетает приемлемый Zэфф (~ 6, 54), подходящую для безопасного контакта с кожей температуру размягчения (55–65 °C) и оптимальное соотношение жесткости и вязкости после остывания. Другие полимеры, такие как полилактид (PLA) или полиуретан (TPU), уступают ему из-за хрупкости или чрезмерной эластичности.

Конструктивные особенности маски, такие как геометрия перфорации, напрямую влияют на величину эффекта. Маски с меньшим диаметром отверстий и большей толщиной

демонстрируют более значительный рост поверхностной дозы. Важную роль играют и параметры облучения: эффект выражен сильнее для высокоэнергетических пучков (15–18 МВ) в относительном выражении и при использовании малых полей.

Клиническая значимость проблемы заключается в повышении риска развития радиационных дерматитов из-за увеличения дозы на коже. Это становится критически важным при лечении поверхностно расположенных опухолей, а также при использовании сложных техник облучения. Таким образом, для обеспечения точности и безопасности лучевой терапии необходим индивидуальный подход к выбору типа маски и учет болюс-эффекта на основе количественных данных для конкретных клинических условий.

1. Póltorak M. et al. Effect of the Thermoplastic Masks on Dose Distribution in the Build-up Region for Photon Beams // Polish Journal of Medical Physics and Engineering. 2016.
2. Lee N. et al. Skin toxicity due to intensity-modulated radiotherapy for head-and-neck carcinoma // International Journal of Radiation OncologyBiologyPhysics. 2002.

ОБЗОР МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Е.П. Швецова, А.П. Любомудров, А.А. Ким, Ф.Р. Студеникин

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

E-mail: shvetcova.ep22@physics.msu.ru

Одним из ключевых параметров для проведения лучевой терапии является точное значение дозы излучения. Известно, что наиболее корректные значения могут быть получены с использованием метода Монте-Карло [1]. Однако использование данного метода подразумевает знание спектра тормозного излучения медицинского ускорителя, получение которого является сложной задачей, требующей анализа литературы. Таким образом, целью данной работы является формирование систематизированного знания о различных методах получения спектров медицинских ускорителей, в частности о методе, основанного на комптоновском рассеянии.

На данный момент существуют два основных способа получения спектра тормозного излучения: восстановления спектра по измеренным распределениям поглощенной дозы по глубине [5] или его прямое измерение [1-4,6-7]. Одним из основных недостатков результата моделирования зачастую является низкая точность расчётов. В связи с этим возникает необходимость в измерении спектра напрямую. Однако основной сложностью прямого измерения является высокое значение потока фотонов, что приводит к перегрузке детектора и снижению качества получаемого спектра. Таким образом, возникает необходимость в уменьшении потока частиц. В литературе выделяют 4 основных способа: метод фотоактивации [8], снижение напряжения на управляющей сетке ускорителя [1], метод пропускания [7] и комптон-спектроскопия [2-4,6].

Метод фотоактивации основан на взаимодействии пучка фотонов с ядрами материала (например, фольги из меди), что может привести их в возбужденное состояние, после чего ядро возвращается в свое основное состояние, испуская частицы с характерными энергиями, зависящими от типа реакции. Регистрируя энергии вторичных частиц, учитывая энергозависимые фотоядерные сечения, реконструируют исходный спектр фотонного пучка. Однако у данного метода есть недостатки: самоослабления γ -квантов внутри образца, один и тот же диапазон энергий фотонов может вызывать несколько фотоядерных реакций, из-за чего трудно разделить их вклад по измеряемым гамма-линиям, что приводит к коррелированным неопределённостям при восстановлении спектра, а также метод не чувствителен к низкоэнергетической части спектра. Это ограничивает восстановление полного спектра и делает выбор фольг критичным [8].

Метод снижения напряжения заключается в понижении потока фотонов за счёт снижения напряжения на управляющей сетке электронной пушки, тем самым подавляя термоэлектронную эмиссию, уменьшается ток электронного пучка и, следовательно, поток фотонов (≈ 1 фотона/импульс у детектора, в то время как типичный клинический уровень – порядка $6,6 \times 10^7$ фот/см² на импульс). Недостатком такого метода является большое время эксперимента (как минимум один день работы ускорителя) [1].

Метод пропускания заключается в ослаблении пучка частиц с помощью фильтра, измерении относительного пропускания $T(x)$ (отношение дозы в воздухе за фильтром к значению без фильтра) и подборе параметров спектральной модели так, чтобы вычисленная кривая $T(x)$ совпадала с измеренной. То есть данный метод не позволяет получить единственное решение, т.к. полученный результат зависит от подобранной функции [7].

В комптоновской спектроскопии измеряют энергии фотонов, рассеянных под выбранным углом на тонкой мишени, а спектр исходного излучения затем восстанавливают по формуле Клейна—Нишины:

$$h\nu_p = \frac{h\nu_s}{1 - (h\nu_s/mc^2)(1 - \cos \theta)}$$

$$n_p = n_s \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} X_e \right)^{-1}$$

где $h\nu_s$ энергия рассеянного фотона, измеренная детектором, $h\nu_p$ - искомая энергия первичного фотона до рассеяния, θ - угол комптоновского рассеяния, n_s - спектральная величина, пропорциональная числу зарегистрированных рассеянных фотонов с энергией $h\nu_s$, n_p - соответствующая величина для первичного спектра. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ - поперечное сечение Клейна-Нишины для рассеяния на телесный угол $d\Omega$ с центром на угле θ . X_e - число рассеивающих электронов в эффективном объёме взаимодействия (электронная плотность мишени $\times$ облучаемый объём).

В данном методе не требуется регулировки ускорителя, а также есть однозначная связь между энергией первичного γ -кванта с энергией рассеянного фотона. Это позволяет математически восстановить спектр первичного излучения из измеренного распределения рассеянных фотонов или электронов отдачи.

На основе изученных публикаций для проведения будущего эксперимента была выбрана методика измерения спектра методом комптоновского рассеяния, которую можно реализовать в национальном медицинском исследовательском центре детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Д. Рогачёва для дальнейшего использования в научных целях.

1. Y. Suda, M. Hariu, R. Yamauchi, R. Miyasaka, A. Myojoyama, W. Chang, et al. Direct energy spectrum measurement of X-ray from a clinical linac. J Appl Clin Med Phys, 22 (2021), pp. 255-264, 10.1002/acm2.13354

2. Levy LB, Waggener RG, McDavid WD, Payne WH. Experimental and calculated bremsstrahlung spectra from a 25-MeV linear accelerator and a 19-MeV betatron. Med Phys. 1974;1(2):62- 67. <https://doi.org/10.1118/1.1637280>
3. Levy LB, Waggener RG, Wright AE. Measurement of primary bremsstrahlung spectrum from an 8-MeV linear accelerator. Med Phys. 1976;3(3):173-175. <https://doi.org/10.1118/1.594221>
4. Landry DJ, Anderson DW. Measurement of accelerator bremsstrahlung spectra with a high-efficiency Ge detector. Med Phys. 1991;18(3):527-532. <https://doi.org/10.1118/1.596658>
5. Toutaoui, Abdelkader; Khelassi-Toutaoui, et al. Effects of energy spectrum on dose distribution calculations for high energy electron beams. Information Journal of Medical Physics 34(1):p 4-11, Jan–Mar 2009. | DOI: 10.4103/0971-6203.48715
6. Midhun CV, Musthafa MM, Akbar S, et al. Spectroscopy of high-intensity bremsstrahlung using Compton recoiled electrons. Nucl Sci Eng. 2020;194(3):207-212. <https://doi.org/10.1080/00295639.2019.1681210>
7. Krmar M, Nikolić D, Krstonošić P, et al. A simple method for bremsstrahlung spectra reconstruction from transmission measurements. Med Phys. 2002;29(6):932-938. <https://doi.org/10.1118/1.1469632>
8. R. Nath and R. J. Schulz, “Determination of high-energy x-ray spectra by photoactivation,” Med. Phys. 3, 133–142 1976

РЕАЛИЗАЦИЯ ПЛАНА РОТАЦИОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ С МОДУЛЯЦИЕЙ ФЛЮЕНСА В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ TOPAS MC

А.П. Жаркова^{1,2}, А.В. Нечеснюк², А.П. Черняев¹, А.А. Логинова^{2,3}

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

²Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный медицинский исследовательский центр детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» Министерства здравоохранения Российской Федерации, Москва, Россия

³Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: zharkova.ap18@physics.msu.ru

Моделирование Монте-Карло – эталон точности расчета дозы в лучевой терапии. Однако реализации алгоритмов на основе метода Монте-Карло в системах планирования имеют приближения и упрощения физических аспектов кода ввиду необходимости снизить время расчета до приемлемого в клинической практике [1]. В системе планирования Monaco 5.11 (Elekta) частицы при попадании в тело пациента отслеживаются с помощью метода XVMC Monte Carlo, который применим только для диапазонов энергий от 1 до 25 МэВ и для материалов с низким Z в диапазоне плотности 0-3 г/см³. Минимальные энергии отслеживания частиц (50 кэВ для фотонов и 500 кэВ для электронов) ограничивают моделирование вторичных взаимодействий, что может повлиять на точность расчета дозы в средах с высоким Z и на границе материалов с большой разницей в плотностях [2]. Поэтому существует необходимость оценки точности расчета дозы в системе планирования для ряда пациентов, которые имеют металлические импланты, вплотную прилегающие к области облучения. Целью данного исследования является создание и верификация модели пучка линейного ускорителя Elekta Synergy, оснащенного многолепестковым коллиматором (МЛК) Agility, в программном пакете Tool for Particle Simulation Monte Carlo (TOPAS MC) с возможностью реализации плана ротационной лучевой терапии с модуляцией флюенса (VMAT – Volumetric Modulated Arc Therapy).

С использованием доступной информации об Agility в TOPAS MC была воссоздана геометрия лепестков коллиматора и диафрагм [3-4]. Из файла фазового пространства «ELEKTA_PRECISE_6mv_part1.IAEAphsp для энергии 6 МВ, доступного на сайте Секции ядерных данных МАГАТЭ, была получена информация о частицах, формирующихся в головке ускорителя и пересекающих плоскость перед МЛК и диафрагмами [5]. Полученная модель была верифицирована путем сравнения с данными измерений факторов радиационного выхода (на глубине 10 см в воде и при SSD = 90 см), глубинных дозовых распределений и профилей квадратных полей 2x2, 3x3, 5x5, 10x10, 15x15, 20x20, 30x30 и 40x40 см² вдоль двух осей (X и Y) на глубине 1.5, 5, 10 и 20 см в воде. В качестве критерия оценки был выбран гамма-индекс 2% по дозе и 2 мм по расстоянию [6]. Измерения дозиметрических характеристик медицинского линейного ускорителя электронов Elekta Synergy проводили с помощью сканирующего водного фантома Blue Phantom (Iba Dosimetry) и ионизационных камер CC01 и CC13 (Iba Dosimetry).

Для расчетов в гетерогенных тканях пациента в TOPAS MC было настроено соответствие чисел Хаунсфилда биологическим тканям по методу [6]. Далее были реализованы и рассчитаны на изображении компьютерной томографии (КТ) MatriXX (Iba Dosimetry) с MULTICube (Iba Dosimetry) планы тестовых полей «3ABUT» и «FOURL» для проверки позиционирования и пропускания кончиков лепестков, «DMLC1» для проверки динамики модели. После верификации модели пучка в TOPAS MC на КТ пациентов было рассчитано два VMAT плана лечения в области головы и брюшной полости, предварительно верифицированных измерениями на MatriXX. Было выполнено сравнение расчета тестовых и лечебных полей модели в TOPAS MC с расчетом Monaco (трехмерный гамма-анализ с критериями 2% по дозе и 2 мм по расстоянию).

Сравнение выходных факторов показало совпадение рассчитанных в TOPAS MC и измеренных данных в пределах 1.9%. Средний показатель гамма-индекса при верификации рассчитанных в TOPAS MC глубинных дозовых распределений измерениями составил $97.9 \pm 0.9\%$. Сравнение профилей квадратных полей показало, что медианные значения прохождения гамма-критерия 2%/2 мм составили 98.0% (диапазон 24.1% – 99.5%) для поперечных направлений (X , поле формируется лепестками коллиматора) и 97.8% (диапазон 24.1% – 99.4%) для продольных направлений (Y , поле формируется диафрагмами). Низкие значения гамма-индекса (24.1% – 39.9%) наблюдались исключительно для малых полей (2x2 и 3x3 см²) и максимальной глубины (20 см). Для этих случаев ослабление критерия до 3%/2 мм обеспечило прохождение гамма-анализа на уровне 97.0% – 100%.

При сравнении моделирования тестовых полей в TOPAS MC с расчетом системы планирования трехмерный гамма-анализ показал, что критериям 2%/2 мм удовлетворяют 100% точек для «ЗАБУТ», 99.99% для «FOURL», и 99.99% для «DMLC1». Гамма-индекс при сравнении дозовых распределений VMAT планов лечения в TOPAS MC и Monaco составил 99.62% и 99.52% для мишеней в области головы и брюшной полости соответственно.

Полученная модель показала хорошее совпадение с данными измерений и расчетами клинической системы планирования. Моделирование в TOPAS MC может быть использовано в качестве независимой системы расчета дозы для дополнительной верификации рассчитанных в системе планирования планов ротационной лучевой терапии с модуляцией флюенса.

1. Almatani T., Hugtenburg R. P., Smakovs A. A Monte Carlo model of an agility head for a 10-MV photon beam // Journal of Taibah University for Science. – 2022. – Т. 16. – №. 1. – С. 300-307.
2. Monaco: Monaco Dose Calculation Technical Reference. – 2019.
3. Agility and Integrity R3.0 – Instruction for Use – Clinical Mode.
4. Agility and Integrity R3.x – Information for Treatment Planning Systems.
5. International Atomic Energy Agency. Nuclear Data Service: официальный сайт. – URL: <https://www-nds.iaea.org/phsp/photon1/>.
6. Schneider W., Bortfeld T., Schlegel W. Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions // Physics in Medicine & Biology. – 2000. – Т. 45. – №. 2. – С. 459.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТИ МИКРООРГАНИЗМОВ В УСЛОВИЯХ КОСМИЧЕСКОГО ПОЛЕТА С ПОМОЩЬЮ ПРИБОРА БИОЛ-2

И.А. Золотарев¹, Г.К. Гарипов¹, Г.И. Ткаченко², Д. Антонюк^{1,3}, Д.Н. Смирнов^{1,3},
М.О. Лебедев⁴, А.Н. Ефимкин⁵, С.И. Свертилов³, В.В. Богомолов³, Е.В. Силина²,
В.И. Оседло¹

¹НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²Федерального государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова Министерства здравоохранения Российской Федерации (Сеченовский Университет)

³Физический факультет МГУ, Москва, Россия

⁴Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

В настоящее время интерес к биологическим экспериментам на малых космических аппаратах неуклонно растет, о чем свидетельствует более десятка миссий NASA и Европейского космического агентства [1]. В этих экспериментах сравниваются результаты параллельных экспериментов на МКС, лабораториях на Земле и малых аппаратах, а также проводятся параллельные измерения радиационного фона.

В НИИЯФ МГУ подготавливаются приборы для исследований в области астробиологии в части изучения воздействия факторов космического пространства на биологические системы [2]. Эти исследования будут проводиться на кубсате СКОРПИОН форм фактора 16 юнитов, а также планируется разработка методов поиска микроорганизмов на космических объектах и мониторинг быстрых вариаций радиационных потоков в околоземном пространстве. Для этих целей разрабатываются ряд приборов, в том числе КОДИЗ-2 и БИОЛ-2 (рис.1).

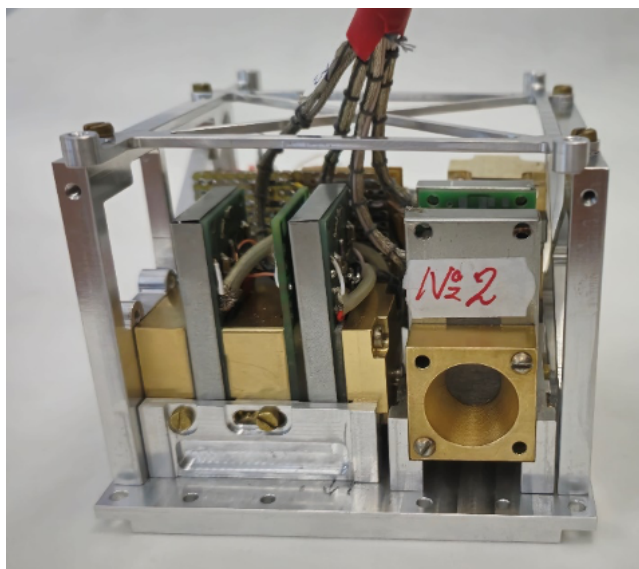


Рис. 1: Расположение КОДИЗ-2 и БИОЛ-2 в конструкции СКОРПИОН.

Проект БИОЛ-2 направлен на создание спутниковой лаборатории для проведения биологических и медицинских экспериментов на живых объектах в условиях космоса (рис. 2). Объекты в биолaborатории находятся в герметичных колбах и параметры их жизнедеятельности могут быть проанализированы с помощью изучения. БИОЛ-2 позволяет облучать объекты электромагнитным излучением различных длин волн, в том числе видимым светом и излучением УФ диапазона. Одновременно с облучением и после его выключения проводится регистрация электромагнитного излучения возбуждения и собственного свечения организмов.

В рамках подготовки полезной нагрузки БИОЛ-2 для спутника СКОРПИОН разработаны схемные решения для цифровых интерфейсных плат прибора. В основные функции плат входит сбор информации с детекторов приборов и подготовка пакетов информации для передачи на хранение в накопитель информации, в качестве которого выступают платы gaspberry pi. В приборе БИОЛ-2 для каждой платы крейтов используется по одной цифровой плате.

Работа выполнена в рамках государственного задания МГУ при поддержке Программы развития МГУ, проект № 24-Ш01-05, научно-образовательного проекта Space-π и Фонда

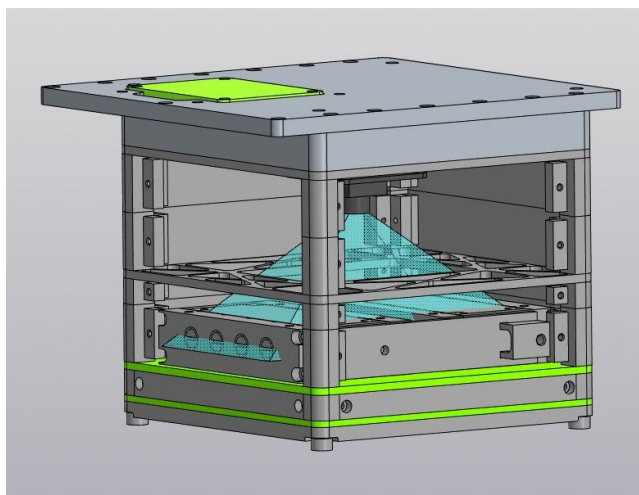


Рис. 2: Прибор БИОЛ-2.

содействия инновациям. Авторы выражают признательность Гарипову Г.К. за руководство разработкой биолaborатории, Силиной Е.В. за постановку медицинского эксперимента для биолaborатории и подготовку биологических объектов и материалов для эксперимента, сотрудникам и студентам Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова Министерства здравоохранения Российской Федерации (Сеченовский Университет) за их вклад и поддержку в реализации проекта.

1. Massaro Tieze, S., Liddell, L. C., Santa Maria, S. R., Bhattacharya, S. BioSentinel: a biological CubeSat for deep space exploration. *Astrobiology*. 2023. 23(6), 631-636.
2. Астробиологические эксперименты на спутниках формата кубсат / Г. К. Гарипов, А. Б. Рубин, С. И. Погосян и др. // Идеи К.Э. Циолковского в теориях освоения космоса. Материалы 59-х Научных чтений, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К.Э. Циолковского. Симпозиум Современные проблемы создания российских малых космических аппаратов и их использования. — Т. 1. — Стрельцов И.А. (Изд-во Эйдос) Калуга: 2024. — С. 39–42. В докладе обсуждаются вопросы поиска внеземных микроорганизмов на удаленных космических объектах и изучения динамики выживания земных микроорганизмов в экстремальных космических условиях по флуоресцентному излучению микроорганизмов, которое возникает при воздействии на них зондирующих вспышек света с помощью аппаратуры в составе группировки наноспутников МГУ Созвездие-270.

ПРИМЕНЕНИЕ ВИРТУАЛЬНОГО БОЛЮСА ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ВЛИЯНИЯ АНАТОМИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ ПАЦИЕНТА НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИ ТОТАЛЬНОМ ОБЛУЧЕНИИ ТЕЛА НА ПРИМЕРЕ ОДНОГО ПАЦИЕНТА

Н.А. Зотова¹, А.П. Жаркова^{2,3}, А.В. Нечеснюк³, А.А. Логинова^{3,4}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

³ФГБУ НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачёва МЗ РФ

⁴МГУ имени М.В.Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцина

E-mail: nataliegreen98@yandex.ru

Для повышения устойчивости планов при тотальном облучении тела (ТОТ) используется виртуальный болюс (ВБ) — программный аналог физического болюса, учитываемый на этапе планирования, но отсутствующий при лечении. ВБ позволяет оптимизировать покрытие поверхностных слоёв и снизить чувствительность дозового распределения к случайным смещениям пациента. Основной проблемой при использовании ВБ является выбор его конфигурации, а именно геометрии и плотности. Необходимо найти компромисс между плотностью и толщиной для получения наилучшего результата. Если ВБ слишком тонкий и с низкой плотностью, то в процессе оптимизации плана флюенс фотонов сильно увеличивается [1]. Это приводит к потенциальным «горячим» точкам при малых смещениях пациента относительно запланированного положения. Если же плотность и толщина ВБ слишком велика, то существует риск получения фактически завышенной дозы, при этом доза в центре облучаемой мишени может быть недооценена.

Название плана	Плотность ВБ, г/см³	Геометрия ВБ (ширина и количество слоев)	Предписанные дозы	
Стандартный	Воздух (0,001204)	1 слой: 15мм от PTV	PTV	95% = 11.90 Гр
				50% = 12.00 Гр
				5% = 12.10 Гр
10+3	0,2	2 слоя: 10мм от PTV +3мм от первого слоя	PTV + 15мм	50% = 6.00 Гр
			PTV	95% = 11.90 Гр
				50% = 12.00 Гр
	5% = 12.10 Гр			
	0,4		ВБ 10мм	Так же как у PTV
	0.6		ВБ 3мм	Нет предписания

Рис. 1: Различные конфигурации ВБ и предписанные дозы в системе планирования для каждого из слоев.

При реальном облучении вокруг пациента нет дополнительных слоев, поэтому необходимо исследовать несколько компромиссных конфигураций и оценить дозу без болюса. На основе 1348 клинических записей с 2016 года определены статистические параметры смещений пациента относительно планового положения в латеральном (LAT), продольном (LONG) и вертикальном (VERT) направлениях, зафиксированные персоналом при укладке и коррекции перед сеансом ТОТ. Смоделированы различные конфигурации ВБ, основанные на данных из существующих публикаций [1], [2], [3] и приведены на рис. 1. Так же для исследования использовалась стандартная конфигурация ВБ, применяемая в клинической практике в ФГБУ НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева МЗ РФ, а именно 15мм слоя (3мм ткань поверхности тела и 12 мм окружающий воздух) от PTV без предписания плотности. Инициальный лечебный план, созданный в системе дозиметрического планирования TomoTherapy 4.5 (алгоритм свертки/суперпозиции) был пересчитан в системе независимого расчета дозы MIM Maestro (Surecalc) с использованием алгоритма Монте-Карло со статистической неопределенностью 0.5%, а также смоделировано смещение пациента по статистическим параметрам отклонения положения пациента по $\pm\sigma$, $\pm2\sigma$, $\pm3\sigma$. Алгоритм позволяет автоматизировать перенос плана облучения на КТ со смещённым изоцентром и на его основе рассчитать обновленный план облучения.

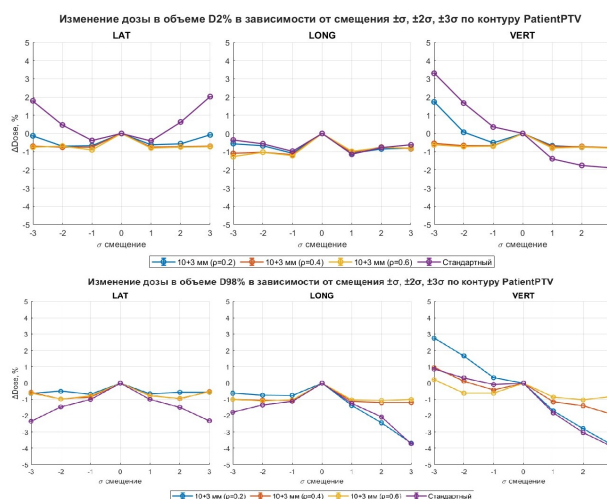


Рис. 2: Сверху – изменение дозы в объеме D2% в зависимости от смещений, снизу – в объеме D98%.

Построены графики (рис. 2) на основе данных об изменении дозы в зависимости от смещения, а также выделены максимальные отклонения от «идеального» положения пациента.

Для объемов, характеризующих покрытие мишени (D98%) в совокупности с объемами, характеризующие «горячие точки», наилучшие результаты обеспечил ВБ толщиной 10+3 мм с плотностью 0.6 г/см³.

1. Moliner G., Bar-Deroma R., Inbar E., Ben-Yosef R., Corn B.W., Schifter D. Virtual bolus for total body irradiation treated with helical tomotherapy. Radiotherapy and Oncology. 2015. Vol. 116, No. 2. P. 231–235.
2. Takenaka R., Haga A., Tamura M., Uehara K., Miyazaki M., Nakagawa K. Virtual bolus for total skin helical tomotherapy of mycosis fungoides. Journal of Applied Clinical Medical Physics. 2019. Vol. 20, No. 1. P. 124–130.
3. Lobb L. Bolus-dependent dosimetric effect of positioning errors in total body irradiation with helical tomotherapy. Medical Physics. 2014. Vol. 41, No. 1. P. 011712.

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ РОСТА МЯГКОТКАНОЙ ОПУХОЛИ САРКОМА М-1 У КРЫС МЕТОДОМ СЕРИЙНОЙ T2 FSE-MPT-ВОЛЮМЕТРИИ

Я.В. Кизилова¹, А. Н. Соловьев^{1,2}, С. Н. Корякин^{1,2}, В.А. Скрибичский³

¹Медицинский радиологический научный центр им. А.Ф. Цыба – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения «Национальный медицинский исследовательский центр радиологии» Министерства здравоохранения Российской Федерации (МРНЦ им. А.Ф. Цыба – филиал ФГБУ «НМИЦ радиологии» Минздрава России), Обнинск, Россия

²Обнинский институт атомной энергетики — филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (ИАТЭ НИЯУ МИФИ), Обнинск, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный медицинский исследовательский центр онкологии имени Н.Н. Блохина» Министерства здравоохранения Российской Федерации (ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина» Минздрава России), Москва, Россия

E-mail: cobaltcorsair@yandex.ru

Для корректной интерпретации эффектов воздействия ионизирующих излучений в доклинических исследованиях, зачастую, необходимо [1, 2] т.н. «опорное значение» (англ. baseline, досл. «нулевая линия») - количественная характеристика естественной динамики опухоли без облучения, включая межособевую вариабельность и воспроизводимость измерений объёма. Такая база позволяет отделять истинный лечебный эффект от флуктуаций роста и от методических погрешностей, а также служит основанием для последующего нормирования и планирования мощности исследований.

Высококонтрастное T2-взвешенное МРТ обеспечивает более надёжное выделение границ мягкотканной опухоли по сравнению с рентгеновскими методами, что позволяет уменьшить неопределённость измерений и повысить стабильность последующего нормирования и расчёта мощности исследований. Цель работы - построить базовые траектории роста опухоли у двух необлучённых крыс по серийному T2 FSE-MPT и количественно оценить межособевую вариабельность измерений объёма.

Исследование выполнено на двух особях с имплантированным штаммом Саркома М-1 [3] с продольными сериями МРТ в режиме T2 FSE. Продольная МРТ-серия сформирована по согласованному календарю у двух необлучённых крыс: двенадцать T2-взвешенных FSE-исследований на фиксированных датах августа–сентября 2025 года (8, 11, 13, 15, 18, 20, 22, 25, 27, 29, 32 и 34-й дни после перевивки опухоли) с параллельными наблюдениями обеих особей в каждый день. Изображения анализировались в 3D Slicer [4]; на срезах максимального поперечного сечения и в ортогональных реконструкциях фиксировались три взаимно перпендикулярные линейные величины, после чего объём аппроксимировался эллипсоидной моделью с переводом в см³:

$$V = \frac{\pi}{6}abc$$

где a , b и c соответствующие линейные размеры, см. Для динамического анализа использовался относительный объём опухоли:

$$V_{\text{отн}} = \frac{V_i}{V_0}$$

где V_i - объём опухоли на i -й временной точке, V_0 - объём на нулевой точке серии. Интегральная активность роста за период наблюдения характеризовалась площадью под кривой $V_{\text{отн}}$, рассчитанной методом трапеций (AUC):

$$AUC = \sum \frac{(y_i + y_{i+1}) \cdot (x_{i+1} - x_i)}{2}$$

где x_i , x_{i+1} - последовательные временные точки, дни, y_i , y_{i+1} - соответствующие значения измерений в эти моменты времени, отн. ед. Межособевая вариабельность описывалась относительным расхождением между значениями относительного объёма у двух животных на согласованных датах, представляющим собой нормированную на среднее

попарную разницу (функционально эквивалентную точечному коэффициенту вариации при $n = 2$).

Предлагаемая процедура может рассматриваться как инструментальный аналог стандартного измерения опухоли штангенциркулем: те же три линейных размера фиксируются не на поверхности животного, а по ортогональным T2 FSE-срезам, после чего объём вычисляется по той же эллипсоидной модели. Такой подход исключает артефакты сжатия мягких тканей и зависимость от усилия/угла прикладывания штангенциркуля, обеспечивает истинно трёхмерную оценку без контактного воздействия и тем самым повышает воспроизводимость измерений. Для обеспечения сопоставимости с классическими протоколами результаты могут представляться как в абсолютных величинах (включая исходный объём V_0), так и в относительной форме $V_{отн}$).

Результаты исследования могут широко применяться в составе автоматизированных систем, предназначенных для построения математических оценок поглощённых доз на базе медицинских изображений [5].

Исследование с лабораторными животными одобрено Комиссией по биоэтическому контролю за содержанием и использованием лабораторных животных в научных целях ФГБУ «НМИЦ радиологии» Минздрава России, протокол № 1-Н-00071.

1. Я. В. Кизилова, А. Н. Соловьев, С. Н. Корякин. Экспериментальная и модельная оценка радиобиологического эффекта ускоренных ионов углерода // Новые технологии в медицине, биологии, фармакологии и экологии : материалы Международной конференции NT+ME'25, Ялта-Гурзуф, 01–08 июня 2025 года. – Москва: Общество с ограниченной ответственностью "Институт новых информационных технологий 2025. – С. 213-218.
2. Я.В. Кизилова, С.Н. Корякин, Т.С. Хозяшева, Т.В. Колесников, М.В. Трошина, В.А. Пикалов, А.А. Лычагин, Н.Г. Минаева, А.Н. Соловьев. Первичная оценка радиобиологического ответа на облучение ускоренными ионами углерода *in silico* и *in vivo* // Радиация и риск (Бюллетень Национального радиационно-эпидемиологического регистра) 2025 Т. 34 № 3 С. 131-144.
3. В.В. Южаков, К.С. Корчагина, Н.К. Фомина, С.Н. Корякин, А.Н. Соловьев, И.Э. Ингель, А.Е. Корецкая, Л.Е. Севанькаева, Н.Д. Яковлева, М.Г. Цыганова. Действие G-излучения и сканирующего пучка протонов на морфофункциональные характеристики саркомы М-1 крыс // Радиация и риск (Бюллетень Национального радиационно-эпидемиологического регистра) 2020 Т. 29 № 2 С. 101-114.
4. R. Kikinis, S.D. Pieper, K. Vosburgh. 3D Slicer: a platform for subject-specific image analysis, visualization, and clinical support. – NY.: Intraoperative Imaging and Image-Guided Therapy, 2014, pp. 277-289.
5. А. Н. Соловьев, Я. В. Кизилова, Е. И. Казаков, С. Н. Корякин. Комплекс программно-вычислительных средств моделирования терапевтических величин поглощенных доз в задачах лучевой терапии // Российский технологический журнал. – 2025. – Т. 13, № 4. – С. 7-24.

Содержание

Секция: Ядерная физика	3
Секция: Физика высоких энергий.....	26
Секция: Физика космических лучей и солнечно-земных связей	47
Секция: Воздействие ионизирующих излучений на материалы и космическую технику. Радиационные технологии.....	76
Секция: Медицинская физика и радиационная биология.....	93

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМЕНИ Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

XXVI МЕЖВУЗОВСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ
НАУЧНОЙ ШКОЛЫ-КОНФЕРЕНЦИИ
ИМЕНИ Б.С. ИШХАНОВА
«КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ В
КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ,
ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ»

26-27 ноября 2025 г.
НИИЯФ МГУ, Москва

под редакцией к.ф.-м.н. А.А. Кузнецова и к.ф.-м.н. К.А. Лаптинского

Москва 2026