

Сборник тезисов докладов  
XXIV межвузовской молодежной научной  
школы-конференции имени Б. С. Ишханова

**Концентрированные потоки энергии  
в космической технике, электронике,  
экологии и медицине**

22–23 ноября **2023** года  
НИИЯФ МГУ, Москва

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

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



**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

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

22-23 ноября 2023 г.  
НИИЯФ МГУ, Москва

Москва 2023

УДК 539.12.01(063)  
ББК 22.383  
Т78

Сборник тезисов докладов XXIV Межвузовской молодежной научной школы-конференции «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» 22.11.2023-23.11.2023, Москва, Россия. / Под ред. А.А. Кузнецова. – М.: «КДУ», 2023. – 163 с.: табл., ил.

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, 2023  
© НИИЯФ МГУ, 2023  
© «КДУ», 2023

# Секция: Ядерная физика

# ОЦЕНКА ОРБИТАЛЬНЫХ МОМЕНТОВ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, А. А. Писклюков, Д. А. Степанов

*Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия*

E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Проблема описания спинов фрагментов деления (ФД) требует для своего решения использования квантовых представлений о динамике процесса деления. Указанный процесс всегда начинается с образования [1] термализованных возбужденных состояний составного делящегося ядра в первой яме его потенциала деформации. Многоквaziчастичные волновые функции указанных состояний включают компоненты, связанные с коллективными деформационными колебаниями делящегося ядра и соответствующие введенным О. Бором [1] переходным делительным состояниям. В настоящей работе показано, что для случая спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления делящееся ядро и вылетающие из него ФД в окрестности точки разрыва указанного ядра должны находиться только в холодных неравновесных состояниях. При построении их спиновых распределений необходимо учитывать только нулевые поперечные bending- и wriggling-колебания делящегося ядра [2,3].

Направления вылета осколков деления из делящегося ядра, согласно гипотезе О.Бора [1], близки к направлению оси симметрии указанного ядра, что с точки зрения принципа неопределенности квантовой механики позволяет представить амплитуду углового распределения осколков в виде размазанной дельта-функции, определяемой когерентной суперпозицией больших по величине относительных орбитальных моментов указанных осколков. Природу появления указанной суперпозиции, как указывалось выше можно связать [2] с появлением в окрестности точки разрыва делящегося ядра нулевых коллективных поперечных колебаний предфрагментов деления, учет которых приводит к большим значениям относительных орбитальных моментов  $L$  и спинов  $J_1$  и  $J_2$  первого и второго фрагментов деления, направленных перпендикулярно оси симметрии делящегося ядра, а их значения оказываются в разумном согласии с экспериментальными значениями работы [4].

Проведенное в данной работе успешное описание угловых распределений фрагментов спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления ядер, основано на использовании трех базовых представлений. Первое из этих представлений связано с холодностью делящегося ядра в точке его разрыва. Второе основано на учёте поперечных нулевых bending- и wriggling-колебаний этого ядра, приводящих к появлению больших значений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления, ориентированных перпендикулярно оси симметрии делящегося ядра в момент его разрыва. И, наконец, третье представление базируется на использовании каскадно-испарительной модели при учете неравновесного характера распределений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления, обусловленного рассмотренными выше bending- и wriggling-колебаниями при превалировании wriggling-колебаний. При этом были использованы волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний делящегося ядра, определяемые через коллективные параметры  $C_w$  и  $C_b$ , рассчитываемые на основе капельной модели ядра [2].

1. A. Born, B. Mottelson, Nuclear Structure, (Benjamin, N-Y, 1974) V.2.
2. J.R. Nix and W.J. Swiatecki // Nucl. Phys. 1965. V. 71, 1.
3. В.Е. Бунаков, С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский // ЯФ 2016. V. 79, 198.
4. J.N. Wilson et. al. // Nature (London) 2021. V. 590, 566.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ РТУТИ

С. С. Бельшев<sup>1,2</sup>, А. Г. Казаков<sup>3</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, О. Альбагдади<sup>2</sup>, О. В. Порядина<sup>1</sup>,  
Н.Ю. Фурсова<sup>1,2</sup>, В. В. Ханкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт геохимии и аналитической химии имени В.И. Вернадского Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: olesya20025@gmail.com

Фотоядерные реакции на изотопах ртути были исследованы в работах [1-4]. В эксперименте, выполненном в Университете Тохоку на тормозном пучке линейного ускорителя электронов мощностью 300 МэВ, были измерены сечения фотоядерных реакций  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ ,  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{g}}\text{Hg}$ ,  $^{199}\text{Hg}(\gamma, p)^{198}\text{Au}$ ,  $^{204}\text{Hg}(\gamma, n)^{203}\text{Hg}$  в диапазоне энергий от 30 до 68 МэВ [1]. Парциальные сечения  $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 1p1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  были получены на пучке монохроматических фотонов в диапазоне энергий от 8 до 22 МэВ, образующихся при аннигиляции позитронов на лету на линейном ускорителе AL 60 в Сакле [2]. Кроме того, парциальные сечения для фотопротонных и фотонейтронных реакций на природной смеси изотопов ртути были изучены методом наведенной активности на тормозном пучке разрезного микротрона RTM-70 с максимальными энергиями 19.5 и 29.1 МэВ [3].

В силу малого количества экспериментальных данных о сечениях фотоядерных реакций, был проведен эксперимент на естественной смеси изотопов ртути при облучении тормозным пучком  $\gamma$ -квантов от линейного ускорителя электронов RTM-55 НИИЯФ МГУ с верхней границей 55.5 МэВ. Длительность облучения мишень из ртути толщиной 2.7 г/см<sup>2</sup> составляла 670 секунд. Для контроля параметров облучения за исследуемой мишенью располагался медный монитор толщиной 0.096 г/см<sup>2</sup>. После облучения измерялись спектры наведенной активности на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019. Изотопы, образовавшиеся в результате фотоядерных реакций  $^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p)$ , идентифицировались в спектрах по энергии  $\gamma$ -квантов и периоду полураспада путем анализа полученных спектров.

В результате эксперимента были рассчитаны сечения на эквивалентный квант на естественной смеси изотопов ртути:

$$\sigma_q^{prod} = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E \cdot W(E, E^m) dE},$$

где  $W(E^m, E)dE$  - число  $\gamma$ -квантов в интервале энергий  $dE$  на один электрон ускорителя, попавшего на тормозную мишень,  $\sigma(E)$  - сечение исследуемой фотоядерной реакции,  $E$  - энергия  $\gamma$ -квантов тормозного излучения,  $E^m = 55.5$  МэВ - кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень,  $E_{\text{порог}}$  - пороговая энергия исследуемой реакции,  $\eta_i$  - процентное содержание исходных ядер в природной смеси.

Данная характеристика удобна для дальнейшего сравнения с другими экспериментальными данными, так как в отличие, например, от выхода фотоядерных реакций, она не зависит от формы тормозного спектра.

Сравнение экспериментальных и теоретических данных, рассчитанных в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций, разработанной в НИИЯФ МГУ, [4,5] и по программе TALYS, представлено в таблице 1. Как видно из таблицы, экспериментальные данные хорошо согласуются с расчётами в рамках КМФР.

Таблица 1. Экспериментальные значения сечений на эквивалентный квант, а также сечения на эквивалентный квант, рассчитанные на основе комбинированной модели фотонуклонных реакций [4-5] и по программе TALYS

Изотоп	Реакция получения изотопа	$\sigma_q^{prod}$ (55.5 МэВ), мбн	$\sigma_q^{prod}$ (55 МэВ), мбн	$\sigma_q^{prod}$ (55 МэВ), мбн
$^{195g+m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$	$1.37 \pm 0.27$	1.627	1.416
	$0.00155 \cdot ^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)$			
	$+ 0.0997 \cdot ^{198}\text{Hg}(\gamma, 3n)$			
	$+ 0.1687 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 4n)$			
	$+ 0.2310 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 5n)$			
$^{197g+m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$	$36 \pm 3$	32.412	29.353
	$0.0997 \cdot ^{198}\text{Hg}(\gamma, 1n)$			
	$+ 0.1687 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 2n)$			
	$+ 0.2310 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 3n)$			
	$+ 0.1318 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 4n)$			
$^{199m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$	$5.6 \pm 0.7$		2.472
	$0.2310 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 1n)$			
	$+ 0.1318 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 2n)$			
	$+ 0.2986 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 3n)$			
$^{203}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$	$17.8 \pm 0.9$	14.926	12.850
$^{196g}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$	$0.084 \pm 0.005$	0.097	0.048
	$0.0997 \cdot ^{198}\text{Hg}(\gamma, 1n1p)$			
	$+ 0.1687 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 2n1p)$			
	$+ 0.2310 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 3n1p)$			
$^{198g+m}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$	$0.445 \pm 0.004$	0.520	0.082
	$0.1687 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p)$			
	$+ 0.2310 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 1n1p)$			
	$+ 0.1318 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 2n1p)$			
$^{199}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$	$0.481 \pm 0.006$	0.558	0.086
	$0.2310 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p)$			
	$+ 0.1318 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 1n1p)$			
	$+ 0.2986 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 2n1p)$			
$^{200g+m}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$	$0.33 \pm 0.09$	0.350	0.074
	$0.1318 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p)$			
	$+ 0.2986 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 1n1p)$			

1. K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki. Activation Yield Curves of Photonuclear Reactions // Nucl. Instrum. Methods. 1978, 157, 567–577.
2. A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, et al., Étude de la résonance géante dipolaire dans la région de transition autour de  $A = 190$  // J. Phys. Lett. (Paris) 36 (11), 267 (1975).
3. B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, S.Y. Troschiev, Photonuclear Reactions on Mercury Isotopes in the Region of the Giant-Dipole-Resonance Energy // Phys. At. Nucl. 2011, 74, 706–713.
4. Б. С. Ишханов and В. Н. Орлин. Комбинированная модель фотонуклонных реакций // Ядерная физика, 74(1), с. 21–41, 2011.
5. Б. С. Ишханов and В. Н. Орлин. Модифицированная версия комбинированной модели фотоядерных реакций // Ядерная физика, 78(7-8), с. 601–617, 2015.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ ГАРВИ-КЕЛСОНА ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Н. Ю. Милованов<sup>1</sup>, К. А. Стопани<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: milovanov.ni18@physics.msu.ru

Согласно различным теоретическим моделям, возможно существование более 7000 ядер, в то время как на сегодняшний день в ходе экспериментальных исследований было обнаружено около 3500 ядер, при этом энергии связи около 2500 ядер были точно измерены. На протяжении многих лет постоянный рост числа нуклидов, энергии связи которых были измерены, внес огромный вклад в наше понимание структуры ядра. Соотношения Гарви-Келсона [1] представляют собой разностные выражения, включающие в себя массы или энергии связи шести соседних ядер. В области средних и тяжелых ядер при  $A > 40$  их значение в среднем не превышает величины 200–250 кэВ. Это обстоятельство позволяет использовать их для предсказания энергии связи ядер, которые не были исследованы экспериментально, а также оценить их стабильность и другие свойства.

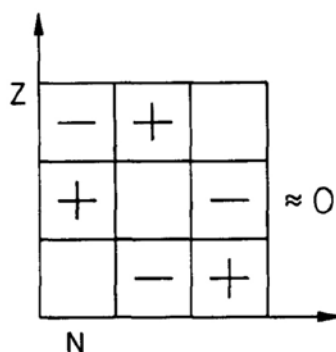


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного соотношения масс Гарви-Келсона. Квадратики представляют ядра из таблицы атомных ядер, а знаки "плюс" и "минус" указывают на то, что соответствующие значения массы должны быть добавлены или вычтены.

Метод локальных массовых соотношений был впервые использован в 1966 году в работах Гарви и Келсона [1, 2] и основан на формулах, связывающих массы (или энергии связи  $B(N, Z)$ ) шести близко расположенных ядер. Известны поперечное (GKT) и продольное (GKL) соотношения Гарви-Келсона:

GKT:

$$-B(N + 2, Z - 2) + B(N, Z) - B(N, Z - 1) + B(N + 1, Z - 2) - B(N + 1, Z) + B(N + 2, Z - 1) = 0$$

GKL:

$$-B(N + 2, Z) + B(N, Z - 2) - B(N + 1, Z - 2) + B(N + 2, Z - 1) - B(N, Z - 1) + B(N + 1, Z) = 0$$



Общее решение разностного уравнения Гарви-Келсона можно представить в виде [3]:

$$B(N, Z) = f_1(N) + f_2(Z) + f_3(N + Z)$$

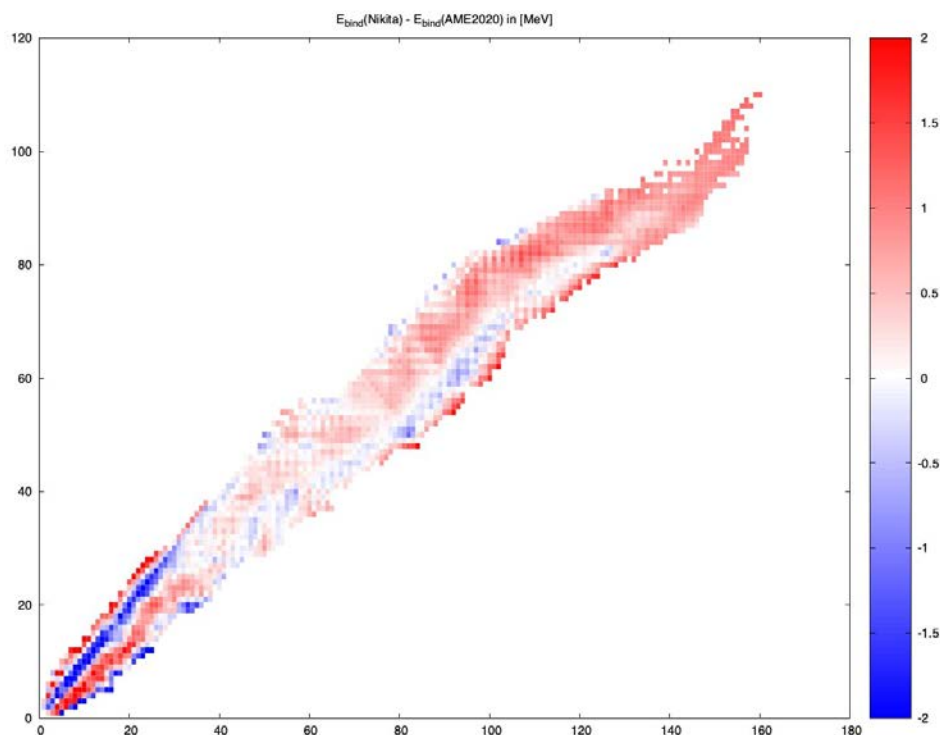


Рис. 2. Сравнение полученных при решении разностного уравнения соотношения ГКТ энергий связи атомных ядер с данными из AME2020.

В рамках данной работы при помощи МНК на основе таблицы атомных ядер AME2020 был получен набор коэффициентов  $f_1(N)$ ,  $f_2(Z)$ ,  $f_3(N + Z)$  для ядер, в нее входящую, также рассчитаны энергии связи  $B(N, Z)$  и произведено их сравнение с экспериментальными значениями.

1. I. Kelson, G.T. Garvey // Phys. Rev. Lett. 5, (1966), 197.
2. G.T. Garvey, W.J. Gerace, R.L. Jaffe et al. // Rev. Mod. Phys. 41, (1969), S1.
3. J. Jänecke and P. J. Masson, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 39. No. 2. July 1988

# ИЗУЧЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ $\alpha$ -РАСПАДА

Д. Ф. Байрамов<sup>1</sup>, Т. М. Шнейдман<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет,  
Москва, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия  
E-mail: bairamov.df20@physics.msu.ru

В данной работе мы пытаемся описать тонкую структуру  $\alpha$ -распада ядер актиноидов. А именно, цель состоит в том, чтобы описать относительные выходы  $\alpha$ -распада из основного состояния материнского ядра в различные низколежащие вращательные состояния дочернего ядра. Ядерная волновая функция представляется как суперпозиция моноклеоза и различных кластерных систем. Под кластерной системой мы понимаем систему из тяжелого фрагмента и легкого кластера в соприкасающейся конфигурации. Поскольку наиболее вероятным кластером является  $\alpha$  – кластерная система, мы можем записать:

$$\phi = \sqrt{(1 - S_l^2)}\phi_1 + S_l\phi_2,$$

где  $\phi_1$  - волновая функция моноклеоза, а  $\phi_2$  соответствует системе кластеров альфа-частиц. Вероятность альфа-кластерной системы и, следовательно, спектроскопический коэффициент  $\alpha$ -распада задается через  $S_l^2$ . Наша цель - определить волновую функцию  $\phi_2$ . Это зависит от типа ядра, угла наклона и орбитального момента дочернего ядра.

Расчеты проводились в рамках двухпотенциального подхода [2]. На рисунке 1 представлено сравнение расчетов отношений вероятностей распада при различных значениях октупольной девормации с экспериментальными данными для  $^{230}\text{Th}$ . Заметим, что наличие октупольной деформации слабо влияет на вероятность перехода в состояния с четным орбитальным моментом. Так же отметим, что увеличение коэффициента деформации приводит к увеличению отношений интенсивностей.

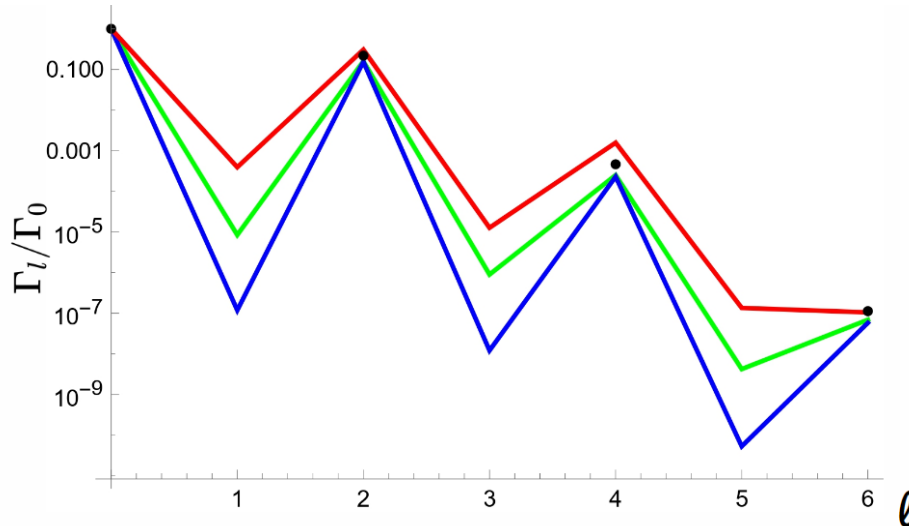


Рис. 1. Отношение  $\Gamma_l/\Gamma_0$  для разных орбитальных моментов дочернего ядра при  $\alpha$ -распада ядра  $^{230}\text{Th}$ . Экспериментальные данные показаны красной линией, черные точки предназначены для расчетов с нулевой октупольной деформацией, синяя линия для расчетов с  $\beta_2 = 0.20$ , зеленая линия для  $\beta_3 = 0.25$

1. Т.М.Шнейдман, G.G.Adamian, N.V.Antonenko, R.V.Jolos, S.-G.Zhou, Phys.Rev. C 92, 034302 (2015).

2. S.A.Gurvitz, Phys.Rev. A 38, 1747 (1988).

# ЛЁГКИЕ ГИПЕРЯДРА НА ГРАНИЦЕ НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ.

А. С. Корнилова, С. В. Сидоров, Д. Е. Ланской, Т. Ю. Третьякова  
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: kornilova.as18@physics.msu.ru

Исследования, связанные с избытком протонов и нейтронов в ядрах, остаются актуальными в современной ядерной физике и на сегодняшний день. Изучение характера взаимодействий барионов между собой может предоставить новые данные о структуре ядер, находящихся на границе стабильности. Интересным направлением исследований является изучение гиперядер со слабо связанными остовами. Добавление  $\Lambda$ -гиперона к нестранным ядрам может привести к увеличению энергии связи и образованию связанного гиперядра с несвязанным нуклонным остовом, что эффективно приводит к смещению линии нейтронной стабильности на карте гиперядер.

Ранее мы рассматривали легкие гиперядра с протонным избытком [1]. В данной работе рассматриваются легкие нейтрон-избыточные гиперядра гелия и лития. В ядрах положение границы нейтронной стабильности определяется благодаря изменению знака энергии отделения одного или двух нейтронов. Для изотопов  ${}^7\text{He}$ ,  ${}^9\text{He}$  и  ${}^{10}\text{Li}$  критическими являются распады с испусканием одного нейтрона, а для изотопа  ${}^{10}\text{He}$  – двух нейтронов. Экспериментальные значения энергий отделения одного/двух нейтронов для данных изотопов отрицательны. Поскольку добавление  $\Lambda$ -гиперона дополнительно связывает ядро, ставилась цель проверить: являются ли гиперядра  ${}^8_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^{10}_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^{11}_\Lambda\text{He}$  и  ${}^{11}_\Lambda\text{Li}$  связанными по отношению к испусканию нейтронов?

Структура изотопов в данной работе рассчитывается в подходе Скирма-Хартри-Фока. Данный метод хорошо описывает обычные ядра [2] и может быть использован для описания гиперядер [3]. Вычисления проводятся с использованием различных параметризаций нуклон-нуклонных (NN) и гиперон-нуклонных ( $\Lambda\text{N}$ ) взаимодействий.

Для определения связанности изотопов  ${}^8_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^{10}_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^{11}_\Lambda\text{He}$  и  ${}^{11}_\Lambda\text{Li}$  необходимо оценить энергии отделения одного/двух нейтронов в гиперядре:

$$S_n({}^{A+1}_\Lambda Z) = S_n({}^A Z) + \delta B_\Lambda^n({}^{A+1}_\Lambda Z);$$

$$S_{2n}({}^{A+1}_\Lambda Z) = S_{2n}({}^A Z) + \delta B_\Lambda^{2n}({}^{A+1}_\Lambda Z),$$

где

$$\delta B_\Lambda^n({}^{A+1}_\Lambda Z) = B_\Lambda({}^{A+1}_\Lambda Z) - B_\Lambda({}^A Z);$$

$$\delta B_\Lambda^{2n}({}^{A+1}_\Lambda Z) = B_\Lambda({}^{A+1}_\Lambda Z) - B_\Lambda({}^{A-1}_\Lambda Z).$$

Здесь  $B_\Lambda$  – энергия связи гиперона, равная разности энергий связи гиперядра и соответствующего ядра:

$$B_\Lambda({}^{A+1}_\Lambda Z) = B \cdot E({}^{A+1}_\Lambda Z) - B \cdot E({}^A Z)$$

Для энергий отделения нейтронов  $S_n({}^7\text{He})$ ,  $B_\Lambda({}^7_\Lambda\text{He})$ ,  $S_n({}^9\text{He})$ ,  $S_n({}^{10}\text{Li})$  и  $S_{2n}({}^{10}\text{He})$  используются экспериментальные значения, остальные величины посчитаны в подходе Скирма-Хартри-Фока. В таблице приведены значения энергий отделения нейтронов в ядрах и диапазон оценок дополнительной энергии связи  $\delta B_\Lambda$ , возникающей при добавлении гиперона, полученный для различных комбинаций NN и  $\Lambda\text{N}$ -сил.

Изотоп	$S_n$ или $S_{2n}$ , МэВ	$\delta B_\Lambda$ , МэВ
${}^7\text{He}$	$S_n = -0,41 \pm 0,008$	$0,97 \div 1,62$
${}^9\text{He}$	$S_n = -1,25 \pm 0,05$	$0,41 \div 0,57$
${}^{10}\text{Li}$	$S_n = -0,026 \pm 0,013$	$0,50 \div 0,69$
${}^{10}\text{He}$	$S_{2n} = -1,44 \pm 0,09$	$0,78 \div 1,12$

Из результатов расчетов видно, что, поскольку значения  $\delta B_\Lambda$  превышают абсолютную величину энергии отделения нейтрона, гиперядра  ${}^8_\Lambda\text{He}$  и  ${}^{11}_\Lambda\text{Li}$  становятся связанными. В случае  ${}^{10}_\Lambda\text{He}$  и  ${}^{11}_\Lambda\text{He}$  добавление гиперона не приведет к связыванию ядра.

1. A.S. Kornilova, S. V. Sidorov , D. E. Lanskoj , T. Yu. Tretyakova Shift of the Proton Drip-Line by  $\Lambda$ -Hyperons // Physics of Particles and Nuclei Letters, 2023, Vol. 20, No. 5, pp. 1142–1145
2. D. Vautherin, D. M. Brink. // Phys. Rev. C. 5 (1972) 626.
3. T.Yu. Tretyakova, D.E. Lanskoj //Eur. Phys. Jour. A 5 (1999) 391.

# ИОНИЗАЦИЯ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ И МОЛЕКУЛ ЗАКРУЧЕННЫМ БЕССЕЛЕВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

М. Д. Киселев<sup>1,2,3</sup>, Е. В. Грызлова<sup>2</sup>, А. Н. Грум-Гржимайло<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

<sup>3</sup>Университет ИТМО, Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: md.kiselev@physics.msu.ru

Техника генерации лазерного излучения в настоящее время активно развивается в самых различных направлениях с целью достижения более высоких частот излучения, большей интенсивности пучков, меньшей длительности импульсов, а также создания импульсов с чирпом или с определённой фазой огибающей несущей. В этом вопросе важную роль играет закрученный свет, т.е. импульсы с определенной проекцией орбитального углового момента, обладающие неоднородной структурой профиля интенсивности, сложной поверхностью постоянной фазы и структурой внутренних потоков энергии. Закрученный свет сейчас доступен в широком диапазоне энергий от оптического диапазона до вакуумного ультрафиолета (ВУФ).

Наличие закрученного света УФ-диапазона делает возможным проведение традиционной фотоэлектронной спектроскопии, такой как измерение углового распределения фотоэлектронов (PAD) или поляризации спина электронной эмиссии. Поскольку закрученность света нарушает правила отбора, она может очень нетривиальным образом повлиять на угловое распределение фотоэлектронов и спиновую поляризацию, в связи с чем существует острая необходимость в создании общей теории фотоионизации. Среди множества типов закрученного света наиболее часто выделяют пучки Лагерра-Гаусса [1] и Бесселя [2,3].

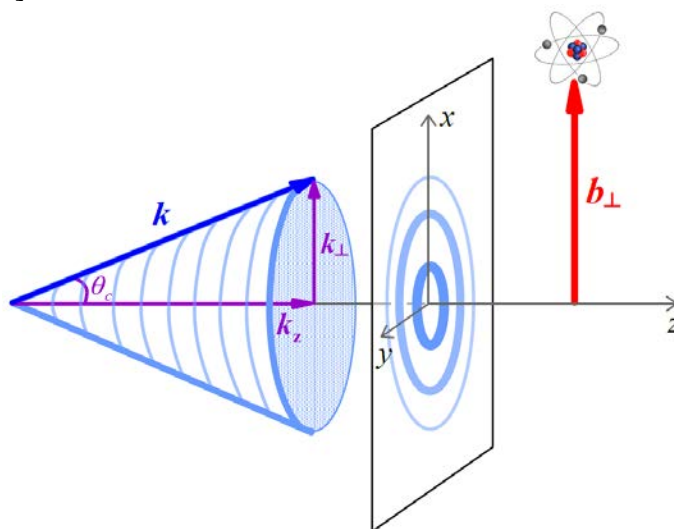


Рис. 1. Бесселев пучок ( $\mathbf{k}$  – волновой вектор,  $\theta_c$  – угол раскрытия конуса пучка), распространяющийся вдоль оси  $z$  и положение мишени (атома или молекулы), характеризуемое прицельным параметром  $b_{\perp} = (b_x; b_y)$ . В плоскости  $xy$  схематически показано распределение интенсивности бесселева излучения, профиль которого имеет вид концентрических колец высокой и низкой интенсивности.

В работе [4] общий формализм фотоионизации ионов закрученным бесселевым светом был развит для водородоподобной системы с кулоновскими волновыми функциями.

Фотовозбуждение атомов бесселевыми пучками обсуждалось в [5]. Ионизация молекул бесселевым светом, насколько нам известно, теоретически систематически не изучалась за исключением работы [6], в которой рассматривался молекулярный ион водорода  $H_2^+$ .

В нашей недавней работе [7] было проанализировано влияние закрученности бесселева света (схематично изображён на рис. 1) на форму PAD, а настоящее исследование представляет собой расширение развитого подхода на другие векторные корреляционные параметры фотоионизации (поляризация спина фотоэлектрона, ориентация и выстроенность остаточного иона). Основные положения разработанной теории, а также демонстрационные расчёты для избранных атомов и молекул будут представлены на конференции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 21-42-04412) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант № 075-15-2021-1353).

1. L. Allen et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // *Phys. Rev. A* 1992. V. 45, 8185.
2. J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams. The scalar theory // *J. Opt. Soc. Am. A* 1987. V. 4, 651.
3. J. Durnin, J.J. Miceli, and J.H. Eberly. Diffraction-free beams // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58, 1499.
4. O. Matula et al. Atomic ionization of hydrogen-like ions by twisted photons: Angular distribution of emitted electrons // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2013. V. 46, 205002.
5. S.A.-L. Schulz et al. Modification of multipole transitions by twisted light // *Phys. Rev. A* 2019. V. 100, 043416.
6. A.A. Peshkov, S. Fritzsche, and A. Surzhykov. Ionization of  $H_2^+$  molecular ions by twisted Bessel light // *Phys. Rev. A* 2015. V. 92, 043415.
7. M.D. Kiselev, E.V. Gryzlova, and A.N. Grum-Grzhimailo. Angular distribution of photoelectrons generated in atomic ionization by twisted radiation // *Phys. Rev. A* 2023. V. 108, 023117.

# ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ 2К-ЗАХВАТА $\text{Xe-124}$ МЕТОДАМИ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

К. А. Сегал

*Московский физико-технический институт,  
физтех-школа физики и исследований им. Ландау, Москва, Россия*

E-mail: segal.ka@phystech.edu

В лаборатории низкофоновых исследований Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, начиная с 2014 года, идет эксперимент по поиску 2К-захвата в  $^{124}\text{Xe}$  [1,2]. Для поиска данного процесса используется медный (марка меди М1) пропорциональный счетчик высокого давления (МПС), с рабочим объемом 8,77 л. Внутренняя поверхность счетчика покрыта дополнительным слоем меди марки МОК толщиной 1,5 мм. Счетчик имеет следующие размеры: внутренний диаметр – 137 мм, внешний диаметр – 150 мм, длина чувствительной области – 595 мм. Счетчик окружен низкофоновой защитой, состоящей из 18 см меди, 15 см свинца и 8 см борированного полиэтилена. Установка находится в подземной низкофоновой лаборатории НЛГЗ-4900, расположенной на глубине 4900 м.в.э.[2] Детектор заполнен ксеноном до давления 5,8 атм. Данный образец ксенона имеет следующий изотопный состав:  $^{124}\text{Xe} \sim 21\%$ ,  $^{126}\text{Xe} \sim 27,12\%$ ,  $^{128}\text{Xe} \sim 33,4\%$ ,  $^{129}\text{Xe} \sim 18,8\%$ ,  $^{130}\text{Xe} \sim 0,071\%$ ,  $^{131}\text{Xe} \sim 0,057\%$ ,  $^{132}\text{Xe} \sim 0,026\%$ ,  $^{134}\text{Xe} \sim 0,088\%$ ,  $^{136}\text{Xe} \sim 0,0806\%$ . Перед заполнением детектора, газ проходит очистку от электроотрицательных примесей с помощью титанового реактора, прогретого до 800 °С. Сигналы с детектора, оцифровываются осциллографом Ла-н10-12РС1 и записываются на жёсткий диск ПК. Такой способ сохранения информации позволяет в офлайн режиме проводить отбор полезных сигналов по форме импульса. В случае 2К-захвата  $^{124}\text{Xe}$  образуется атом  $^{124}\text{Te}$  с двумя вакансиями на К-оболочке. При заполнении данных вакансий электронами с вышележащих оболочек (M, L) излишек энергии может быть испущен как в виде Оже-электронов, так и характеристических фотонов, со следующими вероятностями: 2% – только Оже-электроны, 24,6% – Оже-электроны и характеристический фотон, 73,4% – два характеристических фотона и Оже-электрон малой энергии. В случае, когда оба характеристических фотона поглощаются в рабочем объеме счетчика, то полное энергосодержание будет распределено в трех локальных кластерах (трехточечное событие). Сигналы от таких событий, обладающих рядом особых характеристик, являются объектом исследования в данной работе.

В следствии конечного разрешения детектора и рекомбинации пар ионов в кластерах многоточечных событий, при движении к анодной нити (в область газового усиления), возможно слияние отдельных кластеров «внутри» единичного события, что может привести к неверной интерпретации «класса» события (одноточечное, двухточечное, трехточечное и т.д.). Для увеличения эффективности разделения сигналов МПС по «классу» предлагается использовать методы машинного обучения, при помощи которых с некоторой надежностью можно восстановить истинное количество кластеров в каждом событии детектора.

1. Gavriljuk Yu.M., et al. 2K-Capture in  $^{124}\text{Xe}$ : Results of Data Processing for an exposure of 37.7 kg day // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49 (4). P. 563-568.
2. Текуева Дж. А. Поиск 2К-захвата  $^{124}\text{Xe}$  // Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. // Москва, ИЯИ РАН, 2019.
3. Gavriljuk Yu.M., et al. Working characteristics of the New Low-Background laboratory (DULB-4900) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2013. V. 729. P. 576-580.

# ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА, ИНДУЦИРОВАННЫЕ С КОНЕЧНЫМИ ЭНЕРГИЯМИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 10-80 МЭВ

Ф. А. Расулова<sup>1,2</sup>, Н. В. Аксенов<sup>1</sup>, Р. А. Алиев<sup>3,4</sup>, С. С. Бельшев<sup>5,6</sup>, И. Чупраков<sup>1,7</sup>,  
А. Ш. Мадумаров<sup>1</sup>, М. А. Демичев<sup>1</sup>, Д. Л. Демин<sup>1</sup>, С. А. Евсеев<sup>1</sup>, Н. Ю. Фурсова<sup>5,6</sup>,  
М. И. Госткин<sup>1</sup>, Ж. Х. Хушвактов<sup>1,2</sup>, В. В. Кобец<sup>1</sup>, А. А. Кузнецов<sup>5,6</sup>, С. В. Розов<sup>1</sup>,  
Э. Т. Рузиев<sup>2</sup>, Т. Н. Тоан<sup>1</sup>, Е. А. Якушев<sup>1</sup>, Б. С. Юлдашев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики Академии наук РУз, Ташкент, Узбекистан

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
химический факультет, Москва, Россия

<sup>4</sup>Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, Россия  
<sup>5</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

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

<sup>6</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

<sup>7</sup>Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

E-mail: rasulova@jinr.ru

Эксперименты проводились на пучке линейного ускорителя электронов LINAC-200 ЛЯП ОИЯИ, микротронов РТМ-55 НИИЯФ МГУ и МТ-25 ЛЯР ОИЯИ с использованием метода  $\gamma$ -активации. Основные параметры экспериментов приведены в таблице 1. После облучения мишень переносилась в отдельную измерительную комнату, где измерялась наведенная активность в облученной мишени с помощью германиевого детектора высокой чистоты (HPGe). Калибровка детектора HPGe по энергии и эффективности проводилась с использованием стандартных источников гамма-излучения. Спектры гамма-излучения обрабатывались с использованием программы DEIMOS32 [1], которая аппроксимирует площадь счета пиков полного поглощения функцией Гаусса. Идентификация обработанных пиков основывалась на энергии и интенсивности гамма-излучения, а также на периоде полураспада образующихся остаточных ядер.

Таблица 1. Основные параметры экспериментов

Энергия, МэВ	Ускоритель	Параметры пучка	Масса селена, мг	Время облучения, мин
10-23	МТ-25	~20 мкА, непрерывный	700-70 (металл)	120-10
20, 40, 60, 80	LINAC-200	20 мА, 2 мкс, 10 Гц	200-150 (металл)	40-15
55	РТМ-55	~10 мкА, непрерывный	1200 (порошок)	80

На рис. 1 показаны экспериментальные значения относительных выходов, нормированные на выход реакции  $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m+g}\text{Se}$ .  $^{73}\text{As}$  образуется в результате многочастичных реакций в легких изотопах селена. По этому ядру можно увидеть рост относительного выхода в регионе после ГДР. Линейный рост относительного выхода в области после ГДР для этого ядра описывается вкладом квазидейтронного механизма.

Основное отличие комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) от стандартных программ, использующих статистическое описание фотоядерных реакций, состоит в том, что в КМФР учитывается влияние изоспиновых эффектов на распад ГДР. Кроме того, сечение фотопоглощения ГДР рассчитывается иначе. В КМФР [3] формирование возбужденного состояния системы описывается полумикроскопической моделью колебаний и квазидейтронной моделью фотопоглощения. В программе TALYS [4]



сечение фотопоглощения можно рассчитать в виде лоренциана, параметры которого основаны на характеристиках системы. Для расчета парциальных сечений фотореакций в КМФР и TALYS используется сочетание испарительного и экситонного предравновесного механизмов распада составных ядер с испусканием нуклонов и  $\gamma$ -квантов.

Экспериментальные значения фотопротонных реакций, в результате которых происходит образование ядра  $^{79}\text{As}$  (см. рис. 1), на несколько порядков превышают теоретические значения, полученные с помощью TALYS. Это подтверждает, что в тяжелых изотопах Se изоспиновое расщепление ГДР играет важную роль, учет которого позволяет правильно описать фотопротонный канал распада ГДР.

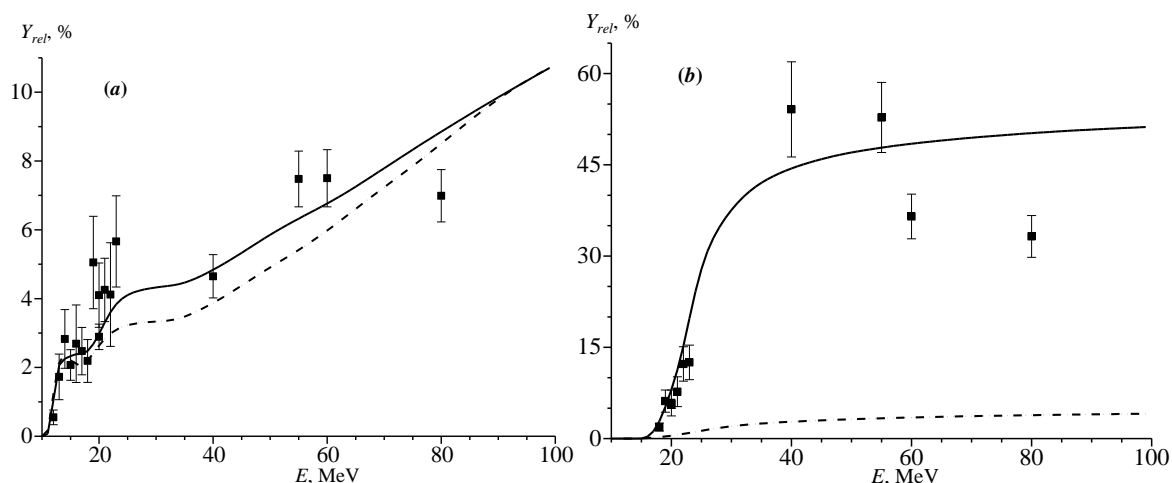


Рис. 1. Относительные выходы реакций  $^{74,76,77}\text{Se}(\gamma, xn1p)^{73}\text{As}$  (a) и  $^{80,82}\text{Se}(\gamma, xn1p)^{79}\text{As}$  (b) в зависимости от конечной энергии тормозного излучения из настоящей работы и смоделированных значений с использованием КМФР (сплошная линия) и TALYS1.96 (пунктирная линия) на основе моноэнергетических фотонов

1. J. Frana., Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation, Rad. Nucl. Chem. 257, 583 (2003).
2. J. Allison et al., Recent developments in Geant4, NIM A, 835, 186 (2016).
3. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, Modified version of the combined model of photonucleon reactions, Physics of Atomic Nuclei, 78, 557 (2015).
4. A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely. TALYS-1.96: A Nuclear Reaction Program, User Manual (2021).

# ОБЗОР АКТУАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ О ДЕЙСТВУЮЩИХ УСКОРИТЕЛЯХ ЧАСТИЦ НА 2023 ГОД

В. Д. Пупышев, А. П. Черняев

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

E-mail: vova200206022@gmail.com

В статье «Ускорители в современном мире» [1,2] авторами были собраны и проанализированы данные по распространению и функционированию ускорителей, актуальные на 2012 год. Для анализа использовались такие источники, как обзорные статьи, научные отчеты, материалы МАГАТЭ.

Материалы, связанные с количеством действующих ускорителей, требуют регулярного обновления и актуализации, в связи с активным расширением областей применения ускорительной техники и развития ядерно-физических методов в медицине, промышленности, сельском хозяйстве и других прикладных областях человеческой деятельности.

Оценить количество ускорителей, используемых в различных отраслях, достаточно сложно, так как, с одной стороны, постоянно устанавливаются новые модели ускорителей, с другой – старые аппараты демонтируются или перепрофилируются. Часть ускорителей используется как в научных, так и в промышленных или медицинских целях. К тому же сложно оценить, какие установки следует считать ускорителями, ведь ускорение заряженных частиц происходит и в таких аппаратах, как рентгеновская трубка и кинескоп.

Из важных изменений можно выделить снятие с эксплуатации синхроциклотрона и планируемый ввод в эксплуатацию ускорителя NICA в Дубне, а также построенный в CERN линейный ускоритель Linac 4.

Исследование направлено на сбор, актуализацию и анализ современных данных об используемых ускорителях. Приводятся характеристики действующих установок, цели их использования и данные о распределении ускорителей в мире на основании научных публикаций, материалов МАГАТЭ и других компетентных структур, а также другой общедоступной информации.

1. А. П. Черняев, С. М. Варзарь. Ускорители в современном мире. // Ядерная физика, 2014, том 77, №10, с. 1266–1278.
2. Черняев А.П., Варзарь С.М., Желтоножская М.В, Лыкова Е.Н. Перспективы развития радиационных технологий в России. // Ядерная физика, 2019, том 82, № 5, с. 425-439

## Секция: Физика высоких энергий

# ИДЕНТИФИКАЦИЯ МЮОНОВ, ПИОНОВ, ЭЛЕКТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В КАЛОРИМЕТРЕ С КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫМИ СЛОЯМИ

Д. С. Остапович, А. М. Анохина

*Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова*

Проектируемый эксперимент SHiP нацелен на изучение физики частиц и взаимодействий вне Стандартной Модели. Одна из задач при детектировании таких редких событий – идентификация продуктов взаимодействия исследуемых частиц с различными мишенями установки. Представляет интерес следующий подход к решению: использование в электромагнитном, а возможно, и в адронном, калориметре, кремниевых матриц с координатной чувствительностью до 200 мкм (далее HPL - high precision layers) для определения направления движения и локализации заряженных лептонов и адронов, см. рис. 1. В настоящей работе рассматривается использование методов машинного обучения для идентификации частиц на примере калориметрической системы SHiP [1].

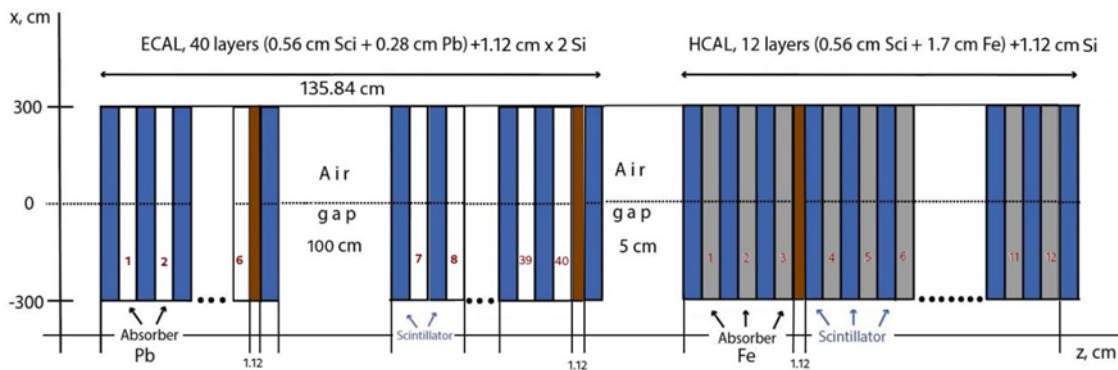


Рисунок 1 – Схема электромагнитного и адронного калориметров эксперимента SHiP [1] с координатно-чувствительными слоями.

Сигналы от одиночных частиц в детекторе смоделированы при помощи генератора GEANT4 [2] для частиц четырех типов: мюоны, заряженные пионы, электроны и гамма-кванты. По полученным сигналам несколькими методами проводится идентификация частиц. Также предполагается оценить возможность восстановления траектории частиц в детекторе и вершину взаимодействия (или распада) по координатам центров масс сигналов в HPL.

Электроны и гамма-кванты в веществе ведут себя похожим образом: создают электромагнитный ливень. Однако ливень от гамма-кванта начинается несколько позже ливня от электрона. Поэтому идентификация электронов и гамма-квантов происходит на основе анализа характеристик электромагнитного ливня и определению центров тяжести сигнала в нескольких HPL.

По координатам центров тяжести при известных положениях HPL в детекторе можно найти угол, под которым «движется» центр тяжести от слоя к слою. Этот угол и используется в качестве оценки направления. При генерации для всех частиц был задан угол 0.1 градус. Распределения полученных углов для мюонов и гамма-квантов показаны на рис. 2.

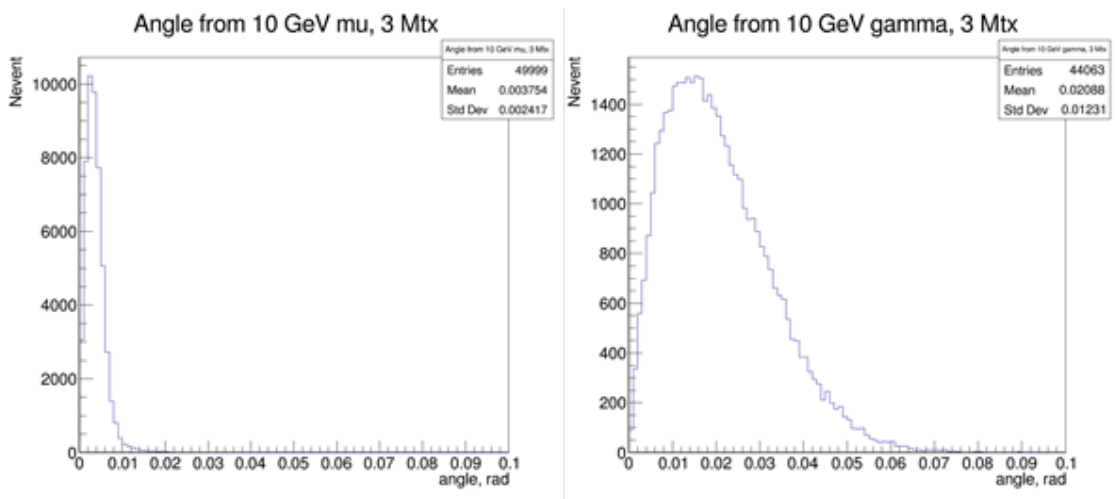


Рисунок 2 – Оценка угла движения мюона (слева) и гамма-кванта (справа)

Для идентификации всех типов частиц применяется алгоритм нейронной сети. Анализируемый сигнал представляет собой многослойное изображение, где каждому HPL соответствует один из слоёв, см. рис. 3. Существуют методы обработки таких изображений при помощи нейронной сети для определения изображённых на них объектов. В данной работе эти методы адаптированы для задачи определения типов частиц. Использована схема свёрточной нейронной сети, схожая с описанной в работе [3].

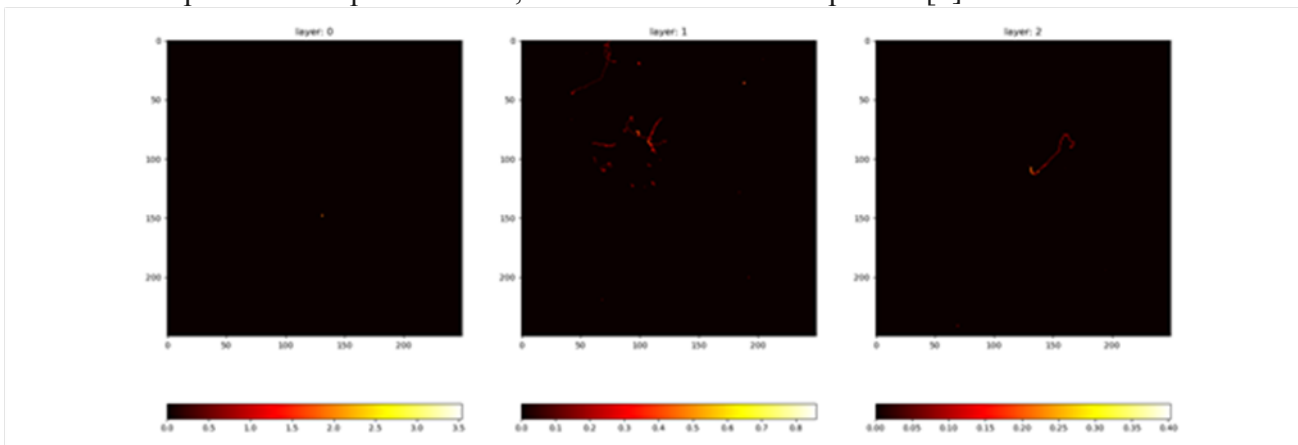


Рисунок 3 — Пример сигнала от пиона в трех HPL. Яркости пиксела соответствует энерговыведение в ячейке.

Нейронная сеть состоит из нескольких свёрточных блоков (см. рис. 4). Макропараметры каждого блока (размер ядра, шаг свёртки, количество нейронов и т.д.) выбираются по отдельности, как и их количество. После применения всех блоков, данные обрабатываются двумя полносвязными слоями.

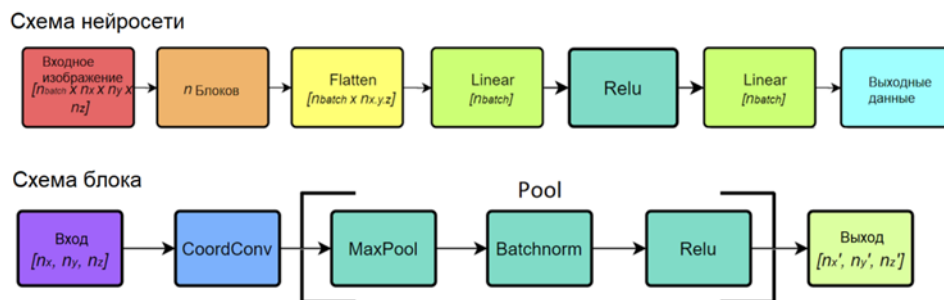


Рисунок 4 - Схема нейронной сети.

Первые 10 эпох обучения на данных о мюонах и пионах уже показали неплохую точность идентификации: алгоритм определяет вид частицы верно в 82,7% случаев. При тщательном подборе макропараметров нейронной сети, а также при улучшении предварительной обработки данных, точность алгоритма может быть увеличена. Также возможно его применение без существенных изменений для идентификации частиц других типов: например, нейтрино разных ароматов.

1. Ahdida, C., Akmete, A., Albanese, R. et al. The SHiP experiment at the proposed CERN SPS Beam Dump Facility. *Eur. Phys. J. C* 82, 486 (2022). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10346-5>
2. Geant4 - A Simulation Toolkit, S. Agostinelli et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003) 250-303
3. A machine learning algorithm for energy reconstruction and binary classification of elastic and inelastic neutrino scattering events at the SND@LHC, Helena Cobussen, Joyce Gerarda, <https://cds.cern.ch/record/2803850>
4. An intriguing failing of convolutional neural networks and the CoordConv solution, Rosanne Liu, Joel Lehman, arXiv:1807.03247
5. Batch Normalization: Accelerating Deep Network Training by Reducing Internal Covariate Shift, Sergey Ioffe, Christian Szegedy, arXiv:1502.03167v3

# КВАЗИСФЕРИЧЕСКИЙ ОПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ КСМ-6М ДЛЯ МОДЕРНИЗАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ВОДНОГО КАЛОРИМЕТРА НЕВОД

Т. А. Каретникова\*, В. В. Киндин, С. С. Хохлов

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,  
Каширское ш., 31, Москва, Россия*

\*E-mail: TАKaretnikova@mephi.ru

При изучении космических лучей во многих экспериментах при энергиях выше  $10^{17}$  эВ [1,2] наблюдается избыток количества мюонов, называемый «мюонной загадкой» [3,4]. Наблюдаемый в детекторах поток мюонов, образовавшихся в атмосфере, превышает теоретические расчеты. Для понимания возникновения избытка мюонов необходимо точно определять их количество и, соответственно, их энерговыделение. Поэтому детекторы должны обладать хорошими калориметрическими свойствами. Для решения таких задач в Экспериментальном комплексе НЕВОД (НИЯУ МИФИ) создается детектор ТРЕК и проводится модернизация черенковского водного калориметра (ЧВК).

ЧВК НЕВОД – детектор на поверхности Земли, предназначенный для исследования всех основных компонент космических лучей [5]. Детектор представляет собой резервуар, наполненный водой объемом  $2000 \text{ м}^3$ , внутри которого расположена пространственная детектирующая решетка из квазисферических модулей КСМ-6 с фотоумножителями ФЭУ-200. Калориметрические свойства ЧВК НЕВОД определяются плотностью детектирующих элементов, структурой их расположения, а также свойствами самих детектирующих элементов.

В настоящее время ведутся работы по модернизации ЧВК НЕВОД, в том числе с увеличением эффективного регистрирующего объема с  $800$  до  $1200 \text{ м}^3$ . Для этого будут созданы 2 дополнительные плоскости на основе квазисферических оптических модулей КСМ-6М с фотоумножителями Hamamatsu R877. На рис.1 показан оптический модуль КСМ-6М.



Рис. 1. Оптический квазисферический модуль КСМ-6М.

Схема пространственной детектирующей решетки ЧВК НЕВОД после модернизации представлена на рис.2.

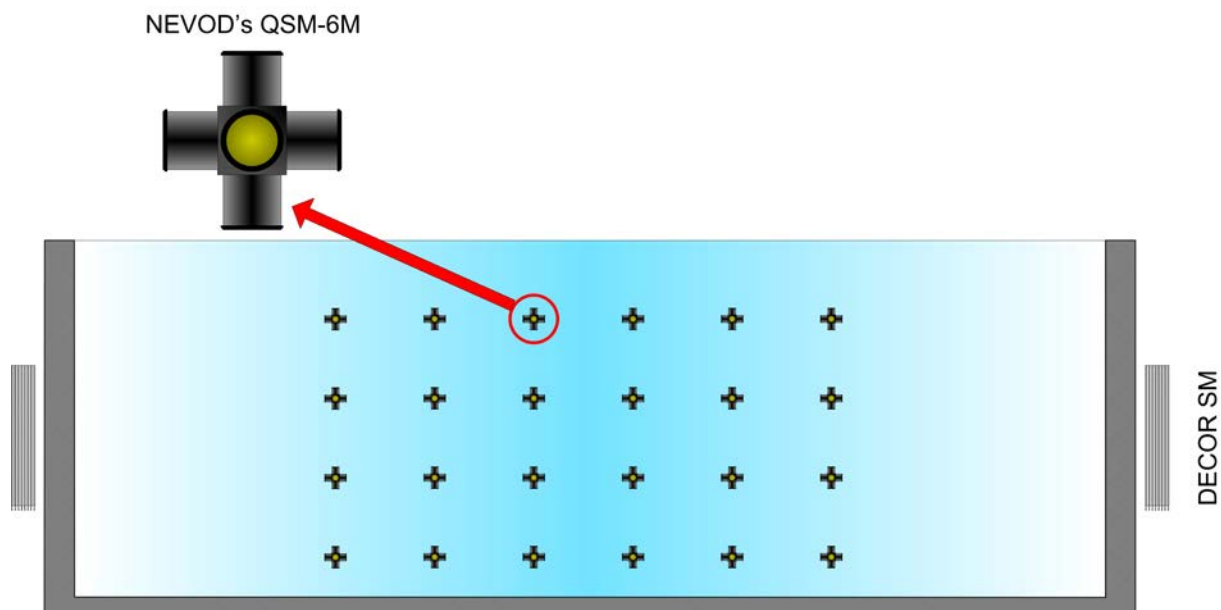


Рис. 2. Пространственная детектирующая решетка ЧВК НЕВОД после модернизации.

В докладе приводятся результаты тестирования модуля КСМ-6М в воде в течение 18 месяцев, а также результаты анализа отклика в событиях с одиночными мюонами и многочастичных событиях.

1. V. Avati et al. Cosmic multi-muon events observed in the underground CERN-LEP tunnel with the ALEPH experiment // *Astropart. Phys.* 2003. V. 19, 513-523.
2. J. Abdallah et al. Study of multi-muon bundles in cosmic ray showers detected with the DELPHI detector at LEP // *Astropart. Phys.* 2007. V. 28, 273-286.
3. A. A. Petrukhin. Muon puzzle in cosmic ray experiments and its possible solution // *Nucl. Instr. And Meth.* 2014. A 742, 228-231.
4. А. А. Петрухин, А.Г. Богданов, Р.П. Кокоулин. Мюоны космических лучей высоких и сверхвысоких энергий // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 2018. Т. 49. Вып. 4, 1124-1147
5. Экспериментальный комплекс НЕВОД: монография / под ред. д-ра физ.-мат. наук А. А. Петрухина, канд. физ.-мат. наук С. С. Хохлова. М.: НИЯУ МИФИ, 2022. 260 с.



# УЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕДКИХ РАСПАДАХ В-МЕЗОНОВ

С. И. Манухов<sup>1,2</sup> Н. В. Никитин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: manukhov.2000@mail.ru

В настоящее время редкие полулептонные и сверхредкие лептонные распады В-мезонов активно изучаются на установках LHCb [1], CMS[2] и ATLAS [3] Большого адронного коллайдера и на установке Belle-II [4]. В настоящее время распады  $B_{s,d} \rightarrow \mu^+\mu$ ,  $B_{s,d} \rightarrow h^0 l^+ l^-$  достаточно хорошо изучены теоретически в рамках Стандартной модели и ее расширений и измерены экспериментально [5].

Однако известно существование расхождений между экспериментальными и теоретическими результатами. После экспериментального закрытия эффекта лептонной неуниверсальности самым интригующим остается расхождение между теоретическими и экспериментальными предсказаниями для парциальных ширин двухчастичных лептонных распадов.

Чтобы попытаться решить эту проблему, производится изменение процедуры вторичного квантования. Вместо разложения по плоским волнам используются решения уравнения Дирака в кулоновском потенциале, благодаря чему производится учет кулоновского взаимодействия между заряженными лептонами. На данный момент имеется точный подход Кратера-Саджана [6,7] для релятивистски-инвариантного учета кулоновского взаимодействия скалярных частиц. Этот метод дает предсказание для кулоновской поправки при распаде нейтральной скалярной частицы на два заряженных скаляра  $H \rightarrow S^+ S^-$ :

$$K^{(Crater)} = \frac{\Gamma_{H \rightarrow S^+ S^-}^{(Coulomb)}}{\Gamma_{H \rightarrow S^+ S^-}^{(free)}} = \left| \frac{\Gamma \left( \sqrt{\frac{1}{4} - \alpha_{em}^2} + \frac{1}{2} + i \frac{\alpha_{em}}{v} \right)}{\Gamma \left( 2 \sqrt{\frac{1}{4} - \alpha_{em}^2} + 1 \right)} \right|^2 \cdot \exp \left( \frac{\pi \alpha_{em}}{v} \right),$$

где  $\Gamma(x)$  – гамма-функция Эйлера,  $v$  – скорость частицы, образовавшийся после распада (в системе единиц  $c = 1$ ),  $\alpha_{em} \approx 1/137$  – постоянная тонкой структуры. Было показано, что при распаде нейтральной скалярной частицы на два заряженных скаляра, парциальная ширина, вычисленная этим громоздким методом, меньше чем на процент отличается от парциальной ширины, полученной относительно простым методом Фарри[8]. Метод Фарри заключается в том, чтобы вместо разложения по плоским волнам для каждого скаляра выбрать разложение по решениям уравнения Клейна-Гордона-Фока  $\Psi_n(x)$  с кулоновским потенциалом:

$$S(x) = \sum_n \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_n}} \left( a_n \Psi_n^{(+)}(x) e^{-i\varepsilon_n^{(+)} t} + b_n^\dagger \Psi_n^{(-)}(x) e^{+i\varepsilon_n^{(-)} t} \right)$$

$$S^*(x) = \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_n}} \left( a_n^\dagger \Psi_n^{*(+)}(x) e^{+i\varepsilon_n^{(+)}t} + b_n \Psi_n^{*(-)}(x) e^{-i\varepsilon_n^{(-)}t} \right)$$

Малое различие между методами Фарри и Кратера-Сазджана для скалярных частиц, позволило сделать предположение, что метод Фарри можно использовать и в распадах с участием фермионов. Применение данного предположения к распадам  $B_s^0 \rightarrow e^+e^-$ ,  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  показало, что различие между предсказаниями Стандартной модели и экспериментом уменьшилось на 2.6% (из 4.6% исходного расхождения). Также получена кулоновская поправка к распадам  $B^0 \rightarrow K^0 e^+e^-$ ,  $B^0 \rightarrow K^0 \mu^+\mu^-$  и т.д. Сформулирован общий рецепт, позволяющий учитывать кулоновское взаимодействие в распадах, которые в конечном состоянии имеют пару заряженных лептонов:

$$\langle l^+l^- | \bar{l}(x) O l(x) | 0 \rangle \xrightarrow{Coulomb} \langle l^+l^- | \bar{l}(x) O l(x) | 0 \rangle \frac{\Gamma\left(1 - i\alpha_{em} \frac{\varepsilon_l}{2p_l}\right)}{\Gamma\left(1 + i\alpha_{em} \frac{\varepsilon_l}{2p_l}\right)} \exp\left(\frac{\pi\alpha_{em}\varepsilon_l}{2p_l}\right),$$

где  $O$  – произвольный оператор, представляющий из себя линейную комбинацию  $\gamma$ -матриц,  $\varepsilon_l, p_l$  – энергия и импульс заряженного лептона в системе покоя  $l^+l^-$ -пары. По результатам работы готовится статья.

1. R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration). Measurement of the  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  – branching fraction and effective lifetime and search for  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decays. // Physical Review Letters, May 2017.
2. W. Adam *et al.* (CMS Collaboration). Measurement of properties of  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  – decays and search for  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  with the cms experiment. // Journal of High Energy Physics, Apr 2020.
3. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collaboration) Study of the rare decays of  $B_s^0$  and  $B^0$  mesons into muon pairs using data collected during 2015 and 2016 with the ATLAS detector. // Journal of High Energy Physics, Apr 2019.
4. J. T. Wei *et al.* (Belle Collaboration), Measurement of the Differential Branching Fraction and Forward-Backward Asymmetry for  $B \rightarrow K(*)l+l^-$ . // Journal of High Energy Physics, 10 March 2021
5. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group). Review of Particle Physics. // Progress of Theoretical and Experimental Physics, August 2022.
6. H. Crater and P. V. Alstine. Two-body dirac equations. // Annals of Physics, 1983.
7. H. Sazdjian. Relativistic wave equations for the dynamics of two interacting particles. // Phys.Rev. D, Jun 1986.
8. W. H. Furry, On Bound States and Scattering in Positron Theory, // Phys. Rev., January 1951

# АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 13 ТЭВ

И. А. Кочергин, Л. Н. Смирнова

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

E-mail: iliya\_kochergin@mail.ru

С момента открытия бозона Хиггса множественные исследования подтверждают согласие со Стандартной моделью (СМ), однако она все же имеет внутренние проблемы и незакрытые вопросы. Проблемой проверки и обнаружения новой физики, расширяющей СМ, является очень низкая вероятность событий рождения новых частиц и сложность их идентификации. Накопленные данные на Большом адронном коллайдере за второй период его работы (Run2) с интегральной светимостью  $139 \text{ фб}^{-1}$  при энергии соударения протонов 13 ТэВ позволяют установить ограничения для масс и сечений рождения новых частиц в ряде моделей новой физики. В настоящее время эффективность такого поиска возрастает за счет применения новых методов обработки большого числа данных, включающих нейронные сети и многопеременные методы анализа. В результате применения этих методов измерены сечения процессов СМ с одновременным рождением нескольких массивных частиц, сечения которых находятся на уровне десятков и сотен фемтобарн. Расчеты сечений этих процессов СМ выполняются на уровне высоких порядков теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД) и электрослабых взаимодействий (ЭС).

К наиболее интересным результатам таких измерений для соударений протонов является измерение сечений рождения четырех топ кварков  $t\bar{t}t\bar{t}$  [1, 2] и трех  $W$  бозонов [3]. Измеренные сечения составляют 26 фб для  $t\bar{t}t\bar{t}$ , 0.68 фб для  $WWW$  в детекторе ATLAS, 12.6 фб для  $t\bar{t}t\bar{t}$  в детекторе CMS и согласуются с предсказаниями СМ в рамках погрешностей. Совместное рождение таких массивных частиц, как топ кварки или  $W$  бозоны, дает возможность измерения процессов, которые при прямом выделении замаскированы большим уровнем фоновых событий. Примером является измерение рождения бозона Хиггса СМ с массой 125 ГэВ в сопровождении пары  $t$ -кварков при его распаде на два  $b$  кварка  $H \rightarrow b\bar{b}$  [4].

Выделение различных комбинаций массивных частиц, например, состояний с рождением пар кварков третьего поколения  $t\bar{t}b\bar{b}$ , дает возможность провести поиск новых частиц в виде резонансных состояний внутри такой системы. Такими состояниями могут быть возбужденные  $Z'$  или  $W'$  бозоны [5, 6] или, например, гипотетический заряженный хиггсовский бозон  $H^\pm$  [7], ожидаемый в моделях суперсимметрии. На рисунке 1 показана фейнмановская диаграмма лидирующего порядка рождения таких новых частиц в сопровождении тяжелых кварков и с последующим распадом на кварки третьего поколения.

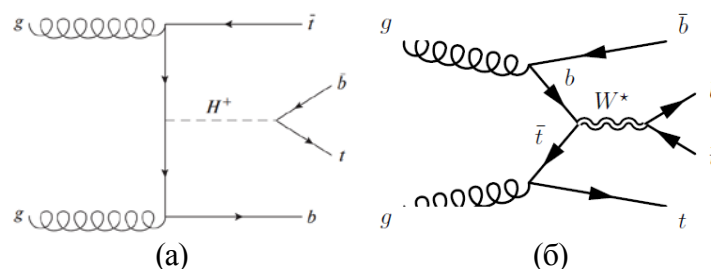


Рис.1. Диаграмма Фейнмана лидирующего порядка для образования тяжелой частицы (а)  $H^\pm$  и (б)  $W^*$  совместно с  $t$ -антикварком и  $b$ -кварком и распадом на  $t$ -кварк и  $b$ -антикварк.

Для поиска возможных сигналов новых частиц, например  $W^*$  с распадом на  $tb$ , важным этапом является моделирование процессов СМ, приводящих к рассматриваемому конечному состоянию. Конечное состояние  $t\bar{t}b\bar{b}$  в эксперименте можно характеризовать количеством адронных струй и числом струй среди них, образованных  $b(\bar{b})$  кварком. Проверкой соответствия результатов моделирования эксперименту является согласие модельных и экспериментальных распределений по выбранным переменным в контрольных областях анализа. Такой контрольной областью для рассматриваемого состояния являются события с рождением 5 струй, две из которых образованы  $b$  кварками, и обозначаемого как  $5j2b$ . Процессами СМ, для которых выполнено моделирование, являются рождение конечных состояний  $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}H$ ,  $t\bar{t}V$ ,  $t\bar{t}W$ ,  $tWH$ ,  $tHjb$ ,  $W$ -струй и других. Исходные несовершенства Монте-Карло генераторов компенсируются введением весов и нормировкой моделированных данных. На рисунке 2 приведены распределения по одной из важнейших переменных  $H_T$  для контрольной области до (рис.2а) и после (рис.2б) осуществления нормировки, построенные с помощью программы TRExFitter[8]. Показано, что после многоступенчатого отбора и процедуры перевзвешивания основной вклад в фоновые события для ассоциированного рождения тяжелых бозонов вносит процесс рождения пар топ кварков  $t\bar{t}$ . Удовлетворительное описание экспериментального распределения показывает, что моделированные распределения могут быть использованы для выделения резонансных состояний.

Использование переменной  $H_T$  оказывается эффективным для идентификации конечных состояний. Величина  $H_T$  равна скалярной сумме поперечных энергий (импульсов) выбранных объектов конечного состояния, в рассматриваемом случае это адронные струи  $j$  и переменная  $H_{T,jets}$ . Можно отметить, что в случае рождения новой частицы на пороге, с собственным поперечным импульсом, равным нулю, переменная  $H_T$  определяет поперечную массу резонансного состояния.

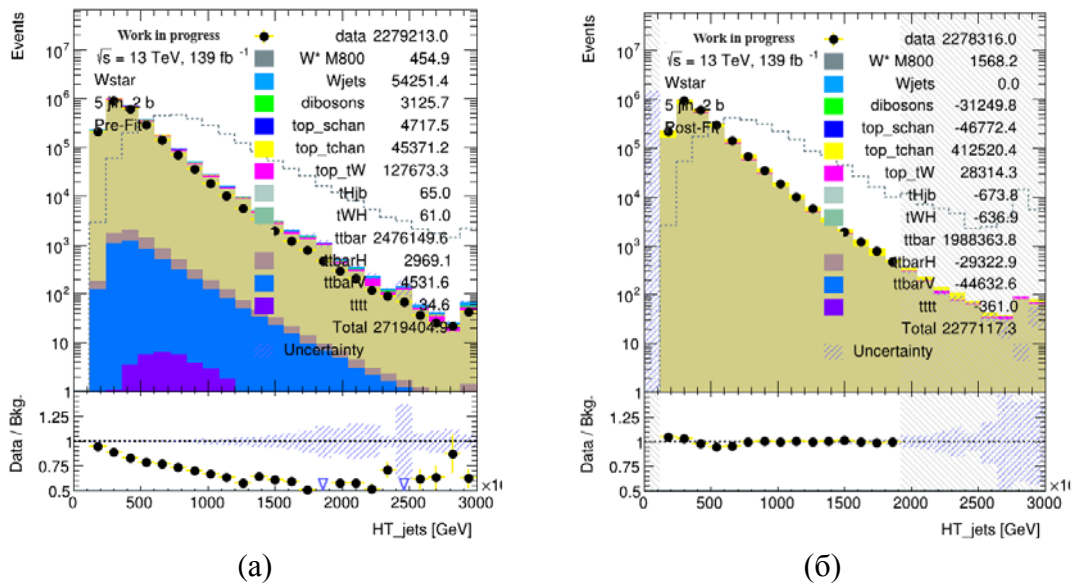


Рис.2. Распределение  $H_{T,jets}$  для моделированных событий в сравнении с реальными данными до (а) и после (б) процедуры нормировки в контрольной области 5 струй с 2-мя  $b$ -струями в анализе по поиску  $W^*$  бозонов.

С применением указанных методов в работе [9] получены границы для сечений  $H^+$  при разных значениях массы  $H^+$  на 95% уровне достоверности. Численные значения верхней границы сечения рождения  $H^+$  с последующим распадом  $H^+ \rightarrow t\bar{b}$  составляют 3.6 пбн при массе  $m_{H^+} = 200$  ГэВ и 0.036 пбн при  $m_{H^+} = 2$  ТэВ. В настоящее время проводится анализ по поиску векторных бозонов  $W^*$  [10] с использованием схожего алгоритма отбора событий для определения границ сечения при массах  $W^*$  от 600 ГэВ до

1. ATLAS Collaboration, JHEP 11 (2021) 118; arXiv:2106.11683
2. CMS Collaboration, Eur. Phys. J. C 80 (2020) 75, arXiv: 1908.06463
3. ATLAS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 129 (2022) 061803, arXiv: 2201.13045; Phys. Lett. B 798 (2019) 134913, arXiv: 1903.10415
4. ATLAS Collaboration, JHEP 06 (2022) 97; arXiv:2111.06712
5. ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D 105 (2022) 012001; arXiv:2108.09059; Phys. Lett B 743 (2015) 235; arXiv:1410.4103
6. ATLAS Collaboration, Eur. Phys. J. C75 (2015) 165; arXiv:1408.0886
7. ATLAS Collaboration, JHEP 06 (2021) 145; arXiv:2102.10076; JHEP 11 (2018) 085; arXiv:1808.03599
8. TRExFitter — <https://gitlab.cern.ch/TRExStats/TRExFitter>
9. ATLAS Collab., JHEP 2106, 145 (2021); arXiv: 2102.10076
10. M. V. Chizhov, V. A. Bednyakov, and J. A. Budagov, Phys. At. Nucl. 75, 90 (2012); arXiv: 1010.2648 [hep-ph]

# МАСШТАБИРОВАНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ПОТОКОВ $\pi^0$ МЕЗОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР МЕДИ И ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГЭВ

Е. В. Банников, Я. А. Бердников, Д. О. Котов, Ю. М. Митранков, М. М. Митранкова,  
Д.М. Ларионова, А.Д. Селезнев

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ),  
Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: bannikov.e@edu.spbstu.ru

Считается, что в ультррелятивистских столкновениях тяжелых ионов может образовываться кварк-глюонная плазма (КГП) – среда, состоящая из асимптотически свободных кварков и глюонов [1].

Одной из измеряемых в эксперименте характеристик, которая широко используется для исследования свойств КГП, является азимутальная анизотропия рождения частиц [2]. Теоретически величина азимутальной анизотропии может быть получена в рамках различных моделей [3, 4]. При малых значениях поперечного импульса ( $p_T < 5$  ГэВ/с) основной вклад в азимутальную анизотропию вносят процессы, основанные на гидродинамической модели КГП [5]. При  $p_T > 5$  ГэВ/с в механизме развития эллиптического потока начинают доминировать потери энергии партонов [6].

Для количественной оценки азимутальной анизотропии рождения частиц в импульсном пространстве используется эллиптический поток ( $v_2$ ) [7]. Измерение и масштабирование значений эллиптических потоков частиц позволяет изучать механизм развития анизотропии. Под масштабированием в данной работе понимается деление величины эллиптического потока на соответствующее масштабированию значение, например, на количество кварков, составляющих адрон ( $n_q$ ).

Эллиптические потоки  $\pi^0$  мезонов в симметричных столкновениях тяжелых ядер были измерены ранее [8], поэтому в данной работе анализируются значения  $v_2$  в системе асимметричных столкновений Cu+Au при энергии 200 ГэВ. Было обнаружено, что масштабирование полученных значений  $v_2$  на число кварков, составляющих соответствующий адрон, приводит к независимости величин  $v_2/n_q$  от сорта частиц для  $\pi^0, \pi^\pm, p/\bar{p}$  [9], что свидетельствует о возможном образовании эллиптического потока на кварковом уровне. Обнаруженное совпадение значений  $v_2/n_q$  в области малых поперечных импульсов может быть объяснено процессом коалесценции кварков в рамках гидродинамической модели КГП [10]. Масштабирование измеренных значений эллиптических потоков для  $\pi^0$  мезонов на эксцентриситет ядер участников ( $\varepsilon_2$ ) и на кубический корень из их числа ( $N_{уч}^{1/3}$ ) приводит к совпадению масштабированных значений  $v_2$  во всех классах по центральности. Значения  $v_2/\varepsilon_2 N_{уч}^{1/3}$  в столкновениях Cu+Au согласовываются с ранее измеренными значениями в симметричной системе Au+Au [8]. Совпадение значений  $v_2/\varepsilon_2 N_{уч}^{1/3}$  в разных классах по центральности и в разных системах столкновения может указывать на независимость масштабированных значений эллиптического потока от размеров и начальной геометрии системы столкновения. Также можно отметить, что в области больших поперечных импульсов ( $p_T > 5$  ГэВ/с) измеренные значения  $v_2$  отличны от нуля, что может указывает на доминирующую роль энергетических потерь партонов в развитии эллиптического потока при больших  $p_T$ .

1. S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stoecker, and W. Greiner, *J. Phys. G* 25, R1 (1999).
2. Voloshin, S., Zhang, Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions. *Z Phys C - Particles and Fields* 70, 665–671 (1996).
3. S. A. Bass and A. Dumitru, *Phys. Rev. C* 61, 064909 (2000).
4. P. F. Kolb, P. Huovinen, U. W. Heinz, and H. Heiselberg, *Phys. Lett. B* 500, 232 (2001).
5. Teaney, Derek A., Jérôme Lauret and Edward V. Shuryak. “A Hydrodynamic Description of Heavy Ion Collisions at the SPS and RHIC.” (2001).
6. M. Oldenburg. (2002). Recent Results from STAR. 14th Topical Conference on Hadron Collider Physics (HCP 2002) (pp. 215-221)
7. P. Sorensen. (2010). Elliptic Flow: A Study of Space-Momentum Correlations in Relativistic Nuclear Collisions. *Quark-gluon plasma 4* (pp. 323-374).
8. A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. C* 88, 064910 (2013)
9. A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. C* 94, 054910 (2016)
10. S. A. Voloshin, *Nucl. Phys. A* 715, 379 (2003)

# МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ИДЕНТИФИЦИРУЕМЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

Д. М. Ларионова, Я. А. Бердников, Д. О. Котов, Ю.М. Митранков,  
Е.В. Банников, И.В. Шевченко

*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
«Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», ул. Политехническая,  
д. 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия*

E-mail: dashalario@gmail.com

Фазовый переход кварк-глюонной плазмы (КГП) [1] в состояние адронного газа, называемый адронизацией КГП, является непертурбативным процессом, вследствие чего его теоретическое описание является чрезвычайно сложной задачей [2]. В настоящее время процессы адронизации принято описывать с помощью моделей рекомбинации [2, 3] и моделей фрагментации [4, 5]. Определение параметров данных моделей осуществляется с помощью аппроксимации экспериментальных данных [3].

К основным успехам моделей рекомбинации относят описание эффекта увеличения выхода барионов в столкновениях релятивистских ионов по сравнению с  $p+p$  столкновениями, считающегося признаком формирования КГП [2, 6]. Одной из измеряемых величин, с помощью которых исследуется эффект увеличенного выхода барионов, является отношение выходов протонов (антипротонов) к выходам  $\pi^+$  ( $\pi^-$ ) мезонов, обозначаемое как  $p/\pi^+$  ( $\bar{p}/\pi^-$ ) [2, 6]. Чем больше различие между значениями  $\bar{p}/\pi^-$ , измеренными в столкновениях релятивистских ионов, и значениями  $\bar{p}/\pi^-$ , измеренными в  $p+p$  столкновениях, тем сильнее проявляется эффект увеличенного выхода барионов.

В данной работе выполнен анализ величин  $p/\pi^+$  ( $\bar{p}/\pi^-$ ), ранее измеренных авторами данной работы в эксперименте PHENIX [7] в столкновениях  $p+Al$ ,  $^3He+Au$ ,  $Cu+Au$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и в  $U+U$  столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  ГэВ [8-11]. Анализ экспериментальных данных был проведен путем сравнения с расчетами в рамках модели рекомбинации, реализованной в пакете AMPT [3], и модели фрагментации, реализованной в пакете PYTHIA/ANGANTYR [5] (рис. 1).

Установлено, что:

1. Предсказания значений  $\bar{p}/\pi^-$ , фрагментационной моделью во всех системах столкновений ( $p+Al$ ,  $^3He+Au$ ,  $Cu+Au$ ,  $U+U$ ) оказываются близки к результатам, полученным в  $p+p$  столкновениях.
2. Рекомбинационная модель позволяет качественно (но не количественно) описать рост значений  $\bar{p}/\pi^-$ , наблюдаемый в эксперименте в тяжелых системах столкновений ( $Cu+Au$ ,  $U+U$ ) столкновениях, а также зависимость этих значений от центральности.
3. Величины  $\bar{p}/\pi^-$ , полученные с помощью рекомбинационной модели, не совпадают с экспериментально измеренными.
4. В легких системах столкновений значения  $\bar{p}/\pi^-$ , полученные с помощью рекомбинационной модели, совпадают с предсказаниями модели фрагментации.

На основе вышеизложенного в работе показано, что механизм рекомбинации вносит определяющий вклад в образование заряженных адронов в столкновениях тяжелых систем ( $Cu+Au$ ,  $U+U$ ), в то время как в легких системах столкновений ( $p+Al$ ,  $^3He+Au$ ) преобладает фрагментационный механизм адронизации.



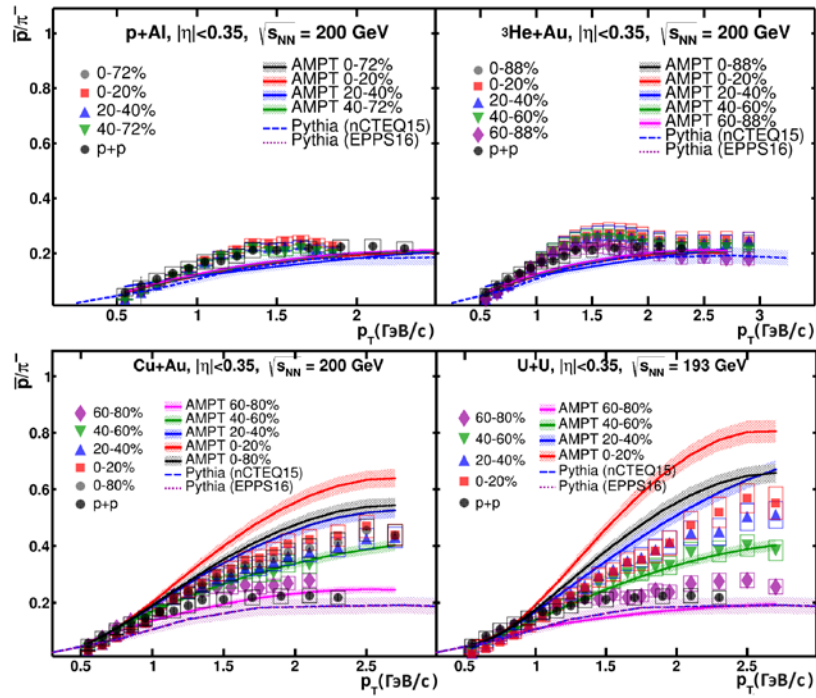


Рис. 1. Сравнение экспериментально измеренных значений  $\bar{p}/\pi^-$  с расчетами, выполненными в рамках модели рекомбинации, реализованной в пакете AMPT [4], и модели фрагментации, реализованной в пакете PYTHIA/ANGANTYR [7].

1. Шматов С.В. Начальные условия эволюции неравновесной кварк-глюонной плазмы. // Препринт ОИЯИ Р2-2002-180.2002. 25.
2. Fries R., Greco V., Sorensen P. Coalescence Models for Hadron Formation from Quark-Gluon Plasma // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2008. V. 58. 177-205.
3. Lin Z.-W., Ko C. M., Li B.-A., Zhang B., Pal S. A Multi-Phase Transport Model for Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys.Rev.C 2005. V. 72. 064901
4. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T. Parton fragmentation and string dynamics // Physics Reports 1983. V. 97. No. 2–3. 31-145
5. Bierlich C., Gustafson G., Lönnblad L., Shah H. The Angantyr model for Heavy-Ion Collisions in PYTHIA8. // J. High Energy. Phys. 2018. No. 134
6. Adare A. et al. (PHENIX Collab.) Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. 024906
7. Adox K. et al. (PHENIX Collab.) PHENIX detector overview// Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. V. 499 469
8. D. Larionova, Berdnikov Y., Berdnikov A., Kotov D. (for the PHENIX Collaboration) Charged Hadron Production in Cu+Au Collisions at 200 GeV in the PHENIX Experiment // Physics of Particles and Nuclei 2022.V. 2., No. 53. 261—264.
9. D. Larionova, Berdnikov Y., Berdnikov A., Kotov D. (for the PHENIX Collaboration) Comparative analysis of proton production as a function of quark content and collision geometry // Journal of Physics: Conference Series 2020. V. 1697. No. 1. 012140
10. D. Larionova, Berdnikov Y., Berdnikov A., Kotov D. (for the PHENIX Collaboration) Influence of quark content and collision geometry on proton production in heavy ion collisions // Journal of Physics: Conference Series 2020. V. 1690 No.1, 012115
11. D. Larionova, Berdnikov Y., Berdnikov A., Kotov D. (for the PHENIX Collaboration) PHENIX Results on Hadron Production in Large Collision Systems // Moscow University Physics Bulletin 2022. V. 77. 232—233.

# ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ ЗАВИСИМОСТЕЙ АЗИМУТАЛЬНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В МОДЕЛИ HYDJET++ И ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS (LHC)

Д. А. Мягков<sup>1</sup>, С. В. Петрушанко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: danila.myagkov.msu@mail.ru

Для изучения свойств адронной материи в физике высоких энергий достаточно давно применяются исследования с использованием релятивистских соударений тяжелых ионов. В подобных экспериментах, например, в эксперименте Компактный мюонный соленоид (CMS) [1] на Большом Адронном Коллайдере (LHC), в соударениях тяжелых ионов достигаются экстремальные условия, необходимые для формирования кварк-глюонной плазмы (КГП). КГП изучают различными способами, один из которых – исследование азимутальной анизотропии частиц, образующихся в результате адронизации КГП.

Проводя исследования начиная с 2010 года, коллаборация CMS опубликовала уже более ста научных статей [2] по физике тяжелых ионов. В этих статьях, в том числе, подробно рассматриваются способы расчета наблюдаемых величин – азимутальных потоков – а также анализируются полученные зависимости при разных энергиях. Кроме того, в ближайшее время на БАК, в рамках третьего сеанса (Run 3) планируется проведение экспериментов с новыми видами ионами, которые могут показать принципиально новые результаты.

Так, для столкновений Xe–Xe при энергии в системе центра масс на пару нуклонов  $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$  ТэВ в эксперименте CMS были измерены значения эллиптического  $v_2$ , триангулярного  $v_3$  и квадрупольного потоков  $v_4$  [3], а также проведено их сравнение аналогичными величинами в соударениях Pb–Pb близкой энергии 5.02 ТэВ для ряда центральностей (от 0–5% до 60–70%) [4]. Анализ полученных зависимостей проводится, например, в статьях [5–8].

В рамках Монте-Карло модели HYDJET++ [9] (включает в себя комбинацию двух независимых компонент: мягкая гидродинамическая часть для низкоэнергетичных частиц и жесткая часть для струй и адронов с учетом эффекта их гашения из-за энергетических потерь в плотной среде) авторами работы было проведено моделирование рождения частиц в соударениях Xe–Xe при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$  ТэВ и Pb–Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ [10], а также при 5.36 ТэВ. Кроме того, было проведено аналогичное моделирование для систем O–O при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 6.8$  ТэВ, которое на данный момент носит предсказательный характер (подобные эксперименты на БАК находятся в стадии планирования). Отметим, что результаты генерации для ионов кислорода в модели HYDJET++ отличаются от аналогичных для рассмотренных ранее систем свинца и ксенона. Интерпретация отличий и идеи по дальнейшей разработке методов анализа полученных результатов также представлена авторами в этой работе.

1. S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). The CMS experiment at the CERN LHC // J. Instrum. 2008. No. 3, S08004.
2. CMS Collaboration. CMS heavy-ion physics publications <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/HIN/>
3. A. M. Sirunyan et al. (CMS Collaboration). Charged-particle angular correlations in XeXe collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$  TeV // Phys. Rev. C 2019. V. 100, 044902.
4. S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). Measurement of higher-order harmonic azimuthal anisotropy in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // Phys. Rev. C 2013. V. 89, 044906.
5. G. Giacalone, J. Noronha-Hostler, M. Luzum, J.-Y. Ollitrault. Hydrodynamic predictions for 5.44 TeV Xe+Xe collisions // Phys. Rev. C 2018. V. 97, 034904.
6. G. Eyyubova, V. Korotkikh, A. Snigirev, E. Zabrodin. Eccentricities, fluctuations and A-dependence of elliptic and triangular flows in heavy-ion collisions // J. of Phys. G 2021. V. 48, No. 9, 095101.
7. S. Pandey, B. K. Singh. Anisotropic flow and correlations between azimuthal anisotropy Fourier harmonics in Xe–Xe collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$  TeV under HYDJET++ framework // arXiv:2107.01880. 2021.
8. S. Pandey, B.K. Singh. Transverse momentum spectra and suppression of charged hadrons in deformed Xe–Xe collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$  TeV using HYDJET++ model // arXiv:2210.08527. 2022.
9. I. P. Lokhtin, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, I. Arsene, K. Tywoniuk. Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDrodynamics plus JETs) // Comput. Phys. Commun. 2009. V. 180, 779.
10. Д. А. Мягков, С. В. Петрушанко. Эллиптический и треугольный потоки заряженных частиц в релятивистских столкновениях ядер Xe и Pb в модели HYDJET++ и эксперименте CMS (LHC) // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2023. № 3. 2330205.

# ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ НА КАУЗАЛЬНЫХ МНОЖЕСТВАХ В АЛГЕБРАИЧЕСКОЙ И АКСИОМАТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИЯХ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Гудков Е.Л.

*Государственный университет Дубна, Дубна, Россия*

Новый математический аппарат, предложенный в данной работе и включающий в себя элементы различных интерпретаций квантовой теории поля, нелинейную динамику и р-аддическую физику, позволяет решить проблему построения непротиворечивой теории описания компактно-порожденных горизонтов Коши, векторной доминантности энергии Арновитта-Де-Витта-Мизнера и других ультрарелятивистских эффектов

## Результаты:

1. Введено понятие расширенной локальности глобально гиперболических множеств (путем введения скрытого параметра  $c$ ).
2. Определен критерий построения сети  $R(O)$  из семейства клейких множеств на морановской структуре.

Аксиоматика принципа причинности в аксиоматической КТП задается следующим образом

\* Пункт 1. Дополнение множества прошлого. Предположение 1:  $IntI^+(q)IntI_j \overline{CIntI^-(p)CIntI^+(p)}$ , следовательно  $IntI_0^+(P)CI^-(q)$

$$\begin{aligned}
 * \quad & IntI^+(q)\overline{IntI(p)}IntI_j \overline{CIntI^-(p)CIntI(p)} = \\
 & IntI^+(q)\overline{IntI^-(p)CIntI^+(p)CIntI^-(p)CIntI(p)} = \\
 & IntI^+(q)I^+(p)\overline{IntI^-(p)CIntI^-(p)CIntI(p)CIntI_j} = \\
 & IntI^+(q)I^+(p)CIntI_0^+(P)CI^-(q) \cup IntI^+(p)CIntI_j = IntI^+(q)I^+(p)CI^-(q) \cup \\
 & IntI^+(p) \cup IntI^-(p) = IntI^+(q) \cap IntI^-(p)
 \end{aligned}$$

\*  $I_0^+CI^-(q), I_0^+(P) \neq \emptyset$

2. Вторая аксиома причинности для непродолжимой геодезической на хотя бы локально гиперболическом множестве

$$\begin{aligned}
 & IntI^-(p)CI^-(q)CIntI_j \overline{CIntI(p)}I^+(p) = \\
 & IntI_j I_0^+CI^-(q)IntI^-(p) IntI^+(q) \cup IntI^+(q)CIntI_j \cup \overline{CIntI^+(p)} \cap IntI^-(p)IntI^+(p) \cup \\
 & IntI^-(q) IntI^+(q) CIntI^+(p)CIntI_j = \cup \overline{CIntI^+(p)} \cap IntI^-(p)IntI^+(p) \cup \\
 & IntI^-(q) IntI^+(q) CIntI^+(p)CIntI_j; IntI^+(q) \cap IntI^-(p) = \overline{CIntI^+(p)} \cap \\
 & IntI^-(p)IntI^+(p) CIntI_j; IntI^+(q) \cap IntI^-(p) \\
 & \overline{IntI^-(q)CIntI_j \overline{CIntI^+(p)} \cap IntI^-(p) \cup IntI^+(q)}, \\
 & \overline{IntI^-(p)} \cap I^+(q) \neq \emptyset
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3. \quad & IntI_{U \exists v} CI^+(q)CIntI_j \cup T_\omega * \overline{CIntI^-(p)CIntI^+(p)} = IntI_{U \exists v} \\
 & CI^+(q)CIntI_j \cup T_{I_\omega \dots, \omega_0} \wedge * \cap I_{\omega_0 \dots, \omega} \overline{CIntI^-(p)CIntI^+(p)}
 \end{aligned}$$

Таким образом, получим:

$$\begin{aligned}
 & \overline{IntI^+(p)} I^+(p)IntI^+(q) \cap IntI^-(p)CIntI_j \cup IntI_{U \exists v} IntI^+(q)I^+(p)CI^-(q) \cup IntI^+(p) \cup \\
 & TIntI^-(p)IntI^+(q) \cap IntI^-(p)CIntI_j -
 \end{aligned}$$

Следствия из предположения 1 и свойств вложенных множеств

1. Время есть марковский процесс, что математически представляется в виде

$$\overline{IntI^+(p)} I^+(p) IntI^+(q) \cap IntI^-(p) CIntI_j \bigcup IntI_{U \ni v} IntI^+(q) I^+(p) CI^-(q) \\ \cup IntI^+(p) \cup TIntI^-(p) IntI^+(q) \cap IntI^-(p) CIntI_j$$

2. Контролируемо упакованные глобально гиперболические множества являются совершенно простыми

Пункт 3 Переход к топологии открытых световых конусов

$$C^{1-y} \rightarrow M^0: \sum I^+ \circ \in (\overline{Int}^-_p p \dot{q}_n (2^n) \# \langle \langle \pi_c^c; \tau_c^c \rangle \rangle) [x_p^* x_{p+1}] - q_0 [q^{*:i,s}]^{2p+1^-} \rightarrow$$

$$Int\{I_i[x_i, x_{i+1}]\}_{i=0}^{p-1} = IntI_{U \ni v} CI^-(q) CIntI_j \cup$$

$$TInt[x_p^* x_{p+1}] CIntI^+(q) I^+(p) CI^-(q) CI^-_i CIntI_j$$

$$C^y \rightarrow M[(Int\{I_i := [x_i \dots, x_{i+1}]\} C \hat{O}) \rightarrow C^p \rightarrow M C N^* \cup U \in W^{ab} \quad \text{где } p = [q \dots, \dot{q}] / \equiv$$

mod 3  $\ni [0, +\infty)$ , здесь  $C$  многообразие в \*-слабой топологии на «базе» световых конусов. в теореме

$$\text{здесь } TInt[x_p^* x_{p+1}] CIntI^+(q) I^+(p) CI^-(q) CI^-_i CIntI_j = T\overline{Int}_p^- IntI^+_i CIntI_j \cup IntI_{U \ni v} \cap$$

$$\overline{IntI^-(q)} \cap I^+(p) CIntI_j = T\overline{Int}_p^- IntI^+_i CIntI_j \cup IntI_{U \ni v} \cap \overline{IntI^-(q)} CIntI_j =$$

$$T\overline{Int}_p^- IntI^+_i CIntI_j \cup IntI_{U \ni v} \cap \bar{I}_{\omega_0 \dots \omega_n} =$$

$$T\overline{Int}_p^- CIntI_j \cup IntI_{U \ni v} \cap \bigcap_{k=0}^n Tx(\bar{\omega}) C\overline{IntI^-(q)} =$$

$$TInt[x_p^* x_{p+1}] I^+_U(p) \cup T^{-k} \cap_{k=0}^n IntI_{U \ni v} C I^-_U(q), \quad \text{отсюда получаем } IntI_{U \ni v} \cup Int_{V \ni N},$$

откуда  $U \ni N C \tilde{N} \bar{N}(p) = \bar{N}^* \cap V$  для всех продолжимых в будущее

непространственноподобных кривых верно  $\cap T_n^{-k} N_p \tilde{C} I_U^- = T_p^* \bar{N}(\lambda(p))$ , где

$\lambda(p)$  захваченная причинно-связная кривая в хронологическом «прошлом» точки.

Подставим это значение в  $\cap \bar{I}_{\omega_0 \dots \omega_n} = T\overline{Int}_p^- CIntI_j \cup IntI_{U \ni v} \cap \bigcap_{k=0}^n Tx(\bar{\omega}) C\overline{IntI^-(q)} =$

$$T\overline{Int}_p^- CIntI_j \cup IntI_{U \ni v} T_p^* \bar{N}(\lambda(p)), \cap_{k=0}^n,$$

Пункт 4

.  $x^q = g(\sigma)$ , где  $\sigma \leq 0$ -калибровочная функция

. Пункт 5

$\tilde{N} \bar{N}(p) = N *_p$ , = нормальная \*-окрестность точки  $p$  (краевой точки начального отрезка части геодезической находящейся в прошлом)

Формализм описания клейких множеств с математической точки зрения эквивалентен описанию структуры «острова вокруг островов» в динамической системе, что доказывается следующими утверждениями: Всякое глобально гиперболическое симплектическое причинное множество является клейким т.е. морановские цилиндрические эллиптические эргодические множества содержащие периодическую точку и обладающие свойством спецификации на структуре Каратеодори являющиеся глобально гиперболическими (гиперболическими в нормальной окрестности  $N_p^*$ ) являются клейкими

Аксиомы структуры острова вокруг островов модифицируются следующим образом

$$1. IntI^+(q) IntI_j C\overline{IntI^-(p)} CIntI^+(p) \sim I_0^\pm$$

$$2. I^-(q) C\overline{IntI}_p^- \cap I(q)^+ IntI^i$$

3. Для любого интервала вида  $Int\{I_i[x_i, x_{i+1}]\}_{i=0}^{p-1}$  верно что  $IntI_j CI^+(p)$  или более сильно  $IntI_j CInt\{I_i[x_i, x_{i+1}]\}_{i=0}$

$$4. \overline{IntI_l := [x_{..}, x_l]^p \ CIntI_j \cup Int[x_p^*, x_{p+1}]} = IntI_{U \ni v} CI^-(q) IntI^-(p) IntI^+(q) T \cap IntI_p = IntI_{\omega, \hat{\omega}_0} \cup IntI_{\hat{\omega}_0, \dots, \hat{\omega}}$$

$$5. [x_p^*, x_{p+1}] = T_{\omega}^* \overline{CIntI^-(p) CIntI^+(p)}$$

Доказано, что такая сеть является клейкой сеткой.

4. Доказано, что совершенно простые множества обладающие свойством изотонии являются симплектическими.

4. Найдены сингулярные решения в РТГ для геодезической линии находящейся на внешней поверхности светового конуса

5. Доказано, что полиномиальное время в модели Пеннера-Концевичв является глобально гиперболическим

6. Изучены эргодические свойства оператора временного упорядочения в рамках метода интервалов марковских отображений.

7. Процедура индуцированного интегрирования усовершенствована с применением методов алгебраической теории поля

8. Построен бесследовой тензор импульса энергии материи  $T^*_{\omega \dot{\lambda}}$

9. Понятие непродолжимости обобщено на псевдоголоморфные кривые, заданные следующим уравнением в кокасательном пространстве к нормальной окрестности

$$(g(u - v_{.b}^a)) \frac{D}{\partial s} \frac{\partial}{\partial t_j} g_{ab}^{ba} = J \left( g_j(u - v) \partial t / \partial t \frac{D}{\partial \tau} \right)_b g_{ab}^{ba} \partial s = J \left( (u)(v - s) g_{ab}^{ba} \right) \partial_{\tau} s =$$

$$J \left( \frac{1}{2} u \left( v_{.b}^a - \frac{D \partial}{\partial t_j} \right) g_{ab}^{ba} \exp x(q) \right) \partial_{\tau} \partial u = J g_j \left( -\frac{1}{2} \right) \left( \frac{v_{.b}^a}{\frac{D \partial}{\partial \tau}} g_{ab}^{ba} (u - w) \exp x(q) \right) \partial_{\tau} \partial u =$$

$$J_j g \left( \frac{v_{.b}^a}{\frac{D \partial}{\partial \tau}} g_{ab}^{ba} (u - w) \right)_b \exp x(q) \partial_{\tau} \partial u \partial s = J_j g * s \left( \left( \frac{v_{.b}^a}{\frac{D \partial}{\partial \tau}} g_{ab}^{ba} (u - w) \right)_b \right) =$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial s}{\partial \tau} \frac{\partial u}{\partial \tau} J(u) \dot{\partial} u \partial t = \frac{D}{d\tau} \left( \frac{\partial}{\partial s_j} \frac{\partial u}{\partial \tau} J(u) \partial s \partial u \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} J(u) \partial s \partial u =, u = g_j(\sigma) = \frac{\partial}{\partial s_j} * \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial u}{\partial \tau}$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial s} g_j \left( \frac{\partial}{\partial \tau}, \frac{\partial}{\partial \tau} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial s}{\partial \tau} \frac{\partial u}{\partial \tau} J(u) \dot{\partial} s \partial u.$$

10. Введён спектральный подход для рассмотрения операторов вида  $T_p$

11. Найдена связь между правилами суперотбора и выбором сверхсветовых альтернатив

12. Создан новый способ локализации эвентуально периодических точек на основании эпсилон-циклов.

1. С.В. Красников «Некоторые вопросы причинности в ОТО "Машины времени и сверхсветовых перемещения». Основные идеи и важнейшие результаты за последние десятилетия

2. Г.А. Сарданашвили «Современные методы теории поля», том 3 алгебраическая квантовая теория

3. Лекции по симплектической геометрии и топологии под редакцией Я. Элиашберга и Л.

Трейнора

4. М. К. Поливанов, В. Н. Сушко, С. С. Хоружий «Аксиомы алгебры наблюдаемых и понятие поля» Теоретическая и математическая физика, 1973, 16:1, 3–20М.

# АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ЗНАЧИМОСТИ В АНАЛИЗЕ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Д. Э. Горин

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

E-mail: gorin.de20@physics.msu.ru

Функция правдоподобия – это произведение пуассоновских вероятностей для всех  $N$  и  $M$  бинов основного и контрольного измерений:

$$L(\mu, \theta) = \prod_{j=1}^N \frac{(\mu s_j + b_j)^{n_j}}{n_j!} e^{-(\mu s_j + b_j)} \prod_{k=1}^M \frac{(u_k)^{m_k}}{m_k!} e^{-u_k},$$

где  $\mu s_j + b_j$  – ожидаемое значение  $n_j$ ,  $\mu$  – сила сигнала, а  $u_k(\theta)$  – вычисляемые из набора параметров  $\theta$  величины.

Чтобы проверить гипотетическое значение  $\mu$ , рассматривается отношение функций правдоподобия

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})},$$

где  $\hat{\theta}$  – параметр  $\theta$ , максимизирующий  $L$  для заданного  $\mu$ , а  $\hat{\mu}$  и  $\hat{\theta}$  – параметры, совместно максимизирующие  $L$ .

Используя статистику

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0), & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0, & \hat{\mu} < 0 \end{cases}$$

для открытия и

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu), & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0, & \hat{\mu} > \mu \end{cases}$$

для постановки верхних пределов и аппроксимации Вилкса [1] и Вальда [2], можно показать, что значимости этих экспериментов в пределе большого числа событий могут быть представлены как  $Z = \sqrt{q}$ .

Пользуясь же так называемым «набором данных Азимова» [3], можно явно получить конечные выражения для значимости эксперимента с одним основным и одним контрольным измерением:

$$Z_{disc} = \sqrt{2 \left[ (s+b) \ln \left( 1 + \frac{s}{b} \right) - \frac{1}{\delta^2} \ln \left( 1 + \delta^2 \frac{s}{1 + \delta^2 b} \right) \right]}$$

$$Z_{excl} = \sqrt{2 \left[ s - b \ln \left( \frac{b+s+x}{2b} \right) - \frac{1}{\delta^2} \ln \left( \frac{b-s+x}{2b} \right) \right] - (b+s-x) \left( 1 + \frac{1}{\delta^2 b} \right)}$$

в случае неточного фона, где  $x = \sqrt{(b+s)^2 - \frac{4\delta^2 b^2 s}{\delta^2 b + 1}}$  и

$$Z_{disc} = \sqrt{2 \left[ (s+b) \ln \left( 1 + \frac{s}{b} \right) - s \right]}$$

$$Z_{excl} = \sqrt{2 \left[ s - b \ln \left( 1 + \frac{s}{b} \right) \right]}$$

в случае точно известного фона.

Обобщая случай выше, для  $N$  основных и  $M$  контрольных измерений можно получить следующее выражение для значимости открытия [4]:

$$Z_{disc} = \sqrt{-2 \left( \sum_{i=1}^N \left[ n_i \ln \left( \frac{\sum_{j=1}^M \widehat{\mathbf{b}}_{ji}}{n_i} \right) + n_i - \sum_{j=1}^M \widehat{\mathbf{b}}_{ji} \right] + \sum_{j=1}^M \left[ m_j \ln \left( \frac{[\boldsymbol{\tau}^1 \cdot \widehat{\mathbf{B}}]_{j1}}{[\boldsymbol{\tau}^1 \cdot \mathbf{B}]_{j1}} \right) + [\boldsymbol{\tau}^1 (\mathbf{B} - \widehat{\mathbf{B}})]_{j1} \right] \right)},$$

где  $\widehat{\mathbf{B}}$  удовлетворяет уравнению

$$\sum_{i=1}^N \frac{\tau_{1l}^1}{\tau_{1l}^i} \left( \frac{n_i}{\sum_{j=1}^M \widehat{\mathbf{b}}_{ji}} - 1 \right) + \sum_{j=1}^M \tau_{jl}^1 \left( \frac{m_j}{[\boldsymbol{\tau}^1 \cdot \widehat{\mathbf{B}}]_{j1}} - 1 \right) = 0, l = 1, \dots, M$$

1. S.S. Wilks, The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses, Ann. Math. Statist. 9 (1938) 60-2.
2. A. Wald, Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations is Large, Transactions of the American Mathematical Society, Vol. 54, No. 3 (Nov., 1943), pp. 426-482.
3. G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, "Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics," Eur. Phys. J. C 71, 1554 (2011) [arXiv:1007.1727].
4. M. J. Basso, (2021), arXiv:2102.04275



# МЕТОДОЛОГИЯ ПРИМЕНЕНИЯ АСИМПТОТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ С КОЛЛАЙДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

О. С. Василевский

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

E-mail: vasilevskii.os20@physics.msu.ru

В качестве основного статистического метода мы будем рассматривать тестирование гипотез с использованием отношения функций правдоподобия, так как он является наиболее успешным и функциональным [1].

Для проведения статистического анализа мы можем ввести некоторые функции от данных, статистики  $q_0$ ,  $q_\mu$  [1]. С помощью аппроксимаций Уилкса [2] и Уайлда [3] мы получаем асимптотические формулы для статистической значимости нашего результата:

1) Для открытия используется статистика  $q_0$ , асимптотическая формула для которой выглядит так [1]:

$$Z_{disc} = \sqrt{2[(s+b) \ln(1 + \frac{s}{b}) - s]} \quad (1)$$

2) Для постановки ограничений используется статистика  $q_\mu$ . Асимптотическая формула для нее [1]:

$$Z_{excl} = \sqrt{2[s - b \ln(1 + s/b)]} \quad (2)$$

В данной работе проводится проверка этих формул, используя данные, сгенерированные методом Монте-Карло, строятся реальные распределения статистик и проводится статистический анализ игрушечных данных двумя способами: расчет значений параметров модели с помощью метода Монте-Карло и расчет с использованием асимптотических формул.

Для простого случая, когда мы пытаемся открыть сигнал в одном бине с  $s=20$  и  $b=120$  путем проверки гипотез о наличии сигнала и его отсутствия, получены результаты: Статистическая значимость открытия, рассчитанная методом Монте-Карло и рассчитанная с использованием асимптотической формулы:

$$Z_{discMC} = 1.91 \pm 0.02$$
$$Z_{discASYM} = 1.93$$

Видим, что асимптотические формулы позволяют с достаточной точностью проводить быстрые расчеты уже при небольшом количестве событий (порядка 100). Полученный график распределения статистики представлен на рис. 1

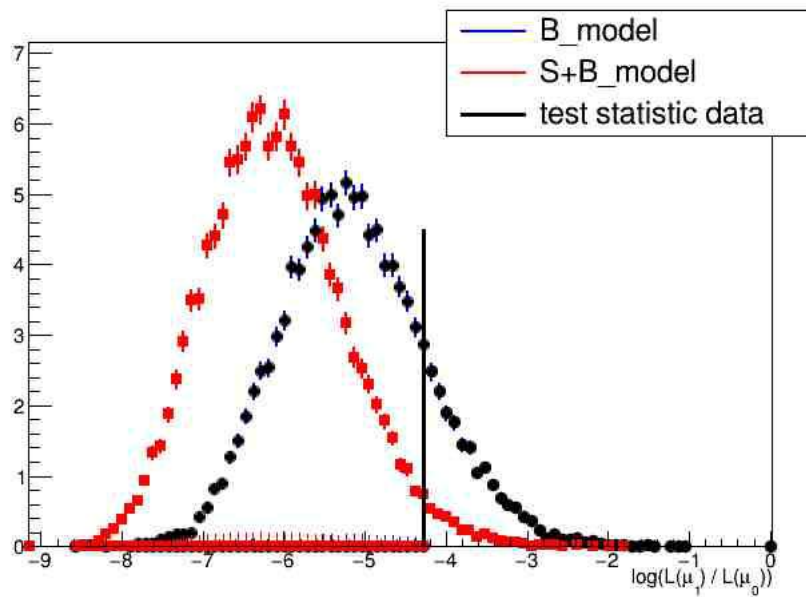


Рис. 1 — Распределение статистики  $q_0$ , полученное с помощью метода Монте-Карло

1. G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics,” *Eur. Phys. J. C* 71, 1554 (2011) [arXiv:1007.1727].
2. S.S. Wilks, The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses, *Ann. Math. Statist.* 9 (1938) 60-2.
3. A. Wald, Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations is Large, *Transactions of the American Mathematical Society*, Vol. 54, No. 3 (Nov., 1943), pp. 426-482.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МНОГОУГЛОВОГО СКАНИРОВАНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

М. А. Банщикова<sup>1</sup>, А. А. Булавская<sup>1</sup>, А. А. Григорьева<sup>1</sup>,  
И. А. Милойчикова<sup>1,2</sup>, С. Г. Стучебров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия;

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт онкологии, Томский национальный исследовательский медицинский центр Российской академии наук, Томск, Россия

E-mail: mab51@tpu.ru

Электронные пучки с относительно большими поперечными размерами применяются в радиационной обработке продуктов питания, для стерилизации медицинских инструментов, в лучевой терапии, для изменения некоторых механических свойств металлов, а также в различных исследовательских целях [1-3]. Данные приложения предполагают необходимость контроля над энергетическим распределением пучка для корректного и наиболее оптимального использования пучков ионизирующих излучений.

Для определения профиля пучка существует множество принципиально разных детекторов: радиохромные (дозиметрические) пленки, матричные детекторы, пластиковые и органические сцинтилляторы [4]. Однако ни один из существующих детекторов сам по себе не позволяет определить распределение интенсивности пучка с достаточно высоким энергетическим и пространственным разрешением, малым возмущением пучка в процессе измерений, а также небольшим временем постобработки результатов.

Решением данной проблемы может стать использование установки, основанной на методе многоугольного сканирования пучка [5], который подразумевает поступательное перемещение детектора в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка, и последующее изменение угла сканирования каждый раз на заданное значение. В ходе детектирования фиксируется распределение интенсивностей пучка под разными углами, которое затем представляется графически в виде изображения, состоящего из строчек, ширина которых в пикселях соответствует количеству шагов детектора. Затем из полученного изображения зависимости интенсивности от угла с помощью обратного преобразования Радона получают зависимость интенсивности излучения от координат. В результате, полученное распределение интенсивности в поперечной плоскости пучка представляется в виде пиксельного изображения в градациях серого, где пиксели с максимальным значением интенсивности пучка представлены белым цветом, с минимальным – черным.

В данной работе был проведен эксперимент по определению профиля пучка на микротроне Томского политехнического университета. Энергия пучка электронов составила 6,1 МэВ, размер поперечного сечения пучка – 4,0×2,0 мм<sup>2</sup>, расходимость пучка – 0,1 рад. Для регистрации распределения интенсивностей была разработана детектирующая установка, представляющая собой рамку толщиной 10 мм. В качестве сканирующего элемента использовался детектор на основе оптоволокна. Установка подключалась к ФЭУ и таким образом измерялся ток пучка.

В ходе эксперимента, детектор перемещался в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка, на расстояние 25 мм. Далее с помощью моторизированной платформы фирмы Standa [6] при каждом последующем измерении положение детектора смещалось на 10°. Полученные по результатам опыта данные сравнивались с результатами энергетического распределения, полученного с помощью дозиметрических пленок Gafchromic EBT2 [7] при тех же параметрах эксперимента.

Результаты эксперимента, полученные с помощью предложенного метода, с

достаточной точностью согласуются с результатами пленочного дозиметра. Определено, что использование установки, основанной на методе многоугольного сканирования, позволяет определить профиль пучка без использования расходных материалов. Также использованная в эксперименте установка отвечает требованиям к современным детекторам пучков ИИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-01232).

1. Т.И. Макеева, Р.Т. Тимакова Применение ионизирующего излучения для обработки пищевых продуктов: исторический экскурс // Новые импульсы развития: вопросы научных исследований 2020, Т. 1, 7.
2. И.П. Чернов, А.П. Мамонтов Упорядочение структуры кристаллов ионизирующим излучением (эффект малых доз ионизирующего излучения) // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов 2020. Т. 1, 10.
3. Н.В. Ильин, Е.Н. Николаева, Ю.Н. Виноградова, А.М. Червяков, Т.Н. Бочкарева Применение лучевой терапии электронным пучком в лечении первичных лимфом кожи 2009, Т. 2, 1.
4. V. Patera, A. Sarti Recent Advances in Detector Technologies for Particle Therapy Beam Monitoring and Dosimetry // IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences 2019, V. 4, 2.
5. А.А. Булавская, А.В. Батрагин, Е.А. Бушмина, Ю.М. Черепенников, А.А. Григорьева, И.А. Милойчикова, С.Г. Стучебров Оценка возможности определения поперечного профиля медицинского электронного пучка методом многоугольного сканирования для повышения точности проведения радиотерапевтических процедур // Радиация и риск 2023, Т. 32, 2.
6. Standa [Opto-Mechanical Products] Motorized Positioners & Controllers. URL: [https://www.standa.it/products/catalog/motorised\\_positioners](https://www.standa.it/products/catalog/motorised_positioners).
7. Gafchromic EBT [Dosimetry films]. URL: <http://www.gafchromic.com/gafchromic-film/radiotherapy-films/EBT/index.asp>.

## **ПРОЕКТ ЕДИНОЙ БАЗЫ ДАННЫХ НАУЧНЫХ УСТАНОВОК ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА НЕВОД**

Е. П. Хомчук, И. А. Шульженко, М. Б. Амелчаков, Д. М. Громушкин,  
С. С. Хохлов, А. Ю. Коновалова, А. Д. Почестнев, Е. А. Южакова.

*\*National Research Nuclear University MEPhI (Russia, Moscow)*

E-mail: EPKhomchuk@mephi.ru

Экспериментальный комплекс НЕВОД функционирует с 1995 года и объединяет в своем составе несколько самостоятельных детекторов, позволяющих проводить фундаментальные и прикладные исследования космических лучей высоких энергий. За время работы комплекса на разных носителях были накоплены большие объемы разноформатных данных, требующих унификацию, для совместного анализа.

Сегодня в ЭК НЕВОД создается аппаратно-программная система хранения и анализа больших объемов данных комплекса установок для регистрации частиц сверхвысоких энергий. В состав системы входит единая база данных (БД), которая объединяет данные с шести установок (НЕВОД-ШАЛ, ПРИЗМА-32, УРАН, НЕВОД-ДЕКОР-СКТ) и позволяет исследовать одни и те же зарегистрированные события сразу по трем компонентам: электронно-фотонной, мюонной и адронной. Единая БД разрабатывается с учетом основных требований (унификация, легкая расширяемость, интуитивно понятная организация данных) и позволяет ускорить процесс выделения из общей массы событий только тех, которые удовлетворяют определенным критериям, и подходят для решения конкретных технических и физических задач.

В докладе описывается проект единой базы данных ЭК НЕВОД, приводится структура БД для установок экспериментального комплекса, и формат хранения экспериментальных данных.

# ГЛУБОКО-НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ПРОТОНЕ В РАМКАХ КВАРК-ДИКВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Д. Н. Куницына, Ю. М. Митранков, М. М. Митранкова, Я. А. Бердников

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ), Санкт-Петербург, Россия,

E-mail: m.ot.h@yandex.ru

Исследования структуры нуклонов являются в настоящее время одними из наиболее важных в физике элементарных частиц [1, 2]. Как правило, структура протона исследуется в процессах глубоко-неупругого рассеяния лептонов на протонах [3]. В данной работе для описания структуры нуклонов используется кварк-дикварковая модель [4], в которой рассмотрены три связанных состояния двух валентных кварков - изоскалярно-скалярный, изоскалярно-векторный и изовекторно-векторный дикварки. В работе получены значения вероятностей обнаружения дикварка в протоне, а также рассчитано сечение рассеяния электрона на протоне в рамках партонной и кварк-дикварковой моделей. Показано, что рассчитанные инклюзивные сечения неполяризованного электрон-протонного глубоко-неупругого рассеяния не противоречат эксперименту.

Для расчета сечения рассеяния электрона на протоне использовались функции партонного распределения кварков в протоне из набора NNPDF2.3 [5], которые были аппроксимированы на большом объеме данных коллаборации ATLAS и не имеют корреляций с экспериментальными данными. Формула сечения электрон-протонного рассеяния в партонной модели [6]:

$$\frac{d\sigma}{dt_{e-p}} = \frac{-2\pi\alpha^2}{xt^2} \left( \left[ \frac{t}{xs} + 1 \right]^2 + 1 \right) \sum_q e_q^2 x f^p(x),$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $s, t, u$  – переменные Манделъштама,  $x$  – переменная Бьоркена,  $f^p(x)$  – функции партонного распределения. Сечение электрона на кварке в свою очередь представляется как [6]:

$$\frac{d\sigma}{dt_{e-q}} = \frac{-2\pi\alpha^2}{t^2} \left( \left[ \frac{t}{xs} + 1 \right]^2 + 1 \right) e_q^2 f^p(x).$$

В кварк-дикварковой модели в случае образования в барионе дикварка, он несет цветовой заряд антицвет по отношению к оставшемуся третьему кварку. В протоне дикварк может быть изоскалярно-скалярным (спин равен 0, изоспин равен 0), изоскалярно-векторным (спин – 1, изоспин – 0) и изовекторно-векторным (спин – 1, изоспин 1) [4]. Сечение рассеяния электрона на дикварках выражается формулами:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt_{e-S}} &= \frac{4\pi\alpha^2}{t^2} \left( \frac{su}{s^2} \right) \cdot \frac{1}{9} f_S^0(x), \\ \frac{d\sigma}{dt_{e-V}} &= \frac{\pi\alpha^2}{s^2} \left( 3 + \frac{s^2 + u^2}{t^2} \right) \cdot \frac{16}{9} f_V^I(x) \end{aligned}$$

где  $f_S^0(x)$  и  $f_V^I(x)$  – функции партонного распределения скалярного и векторного дикварка соответственно, где верхний индекс обозначает изоспин и  $I = 0, 1$ . Функции  $f_S^0(x)$  и  $f_V^I(x)$  были рассчитаны с помощью AdS/QCD в работе [7] в зависимости от переменной Бьоркена,  $x$ , и квадрата переданного импульса,  $Q^2$ .

Итоговая формула для расчета сечения рассеяния электрона на протоне в кварк-дикварковой модели имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = k_q \cdot \frac{d\sigma}{dt_q} + k_s \cdot \frac{d\sigma}{dt_s} + k_{V^0} \cdot \frac{d\sigma}{dt_{V^0}} + k_{V^1} \cdot \frac{d\sigma}{dt_{V^1}},$$

где  $k_j$  – вероятность обнаружения протона в соответствующем состоянии, а  $(d\sigma/dt)_j$  – сумма

сечений рассеяния электрона на кварках при  $j = q$  или сумма сечений рассеяния электрона на соответствующем дикварке и оставшемся кварке. В силу законов сохранения барионного числа и импульса  $\sum_j k_j = 1$ .

На рис. 1 представлены полученные в данной работе зависимости сечения электрон-протонного рассеяния от  $x$  и  $Q^2$ , рассчитанные в рамках партонной и кварк-дикварковой модели, а также экспериментальные данные коллаборации HERMES [8]. Из рисунков видно, рассчитанные инклюзивные сечения неполяризованного электрон-протонного глубоко-неупругого рассеяния не противоречат эксперименту. Визуально видно, что для  $x$  в диапазоне от 0.108 до 0.264 кривые, рассчитанные в кварк-дикварковой модели лучше описывают экспериментальные точки, чем кривые в партонной модели. Рассчитанная кривая при  $x = 0.348$  лучше описывает форму экспериментальной зависимости при использовании для вычислений партонной модели. Кривые при  $x$  в промежутке от 0.059 до 0.088 заметно отклоняются от эксперимента для обеих моделей. Интегральное значение достигаемого уровня значимости составляет 0,06 для расчетов в партонной модели и 0,82 для расчетов в кварк-дикварковой модели, что может говорить о том, что в среднем кварк-дикварковая модель лучше описывает эксперимент.

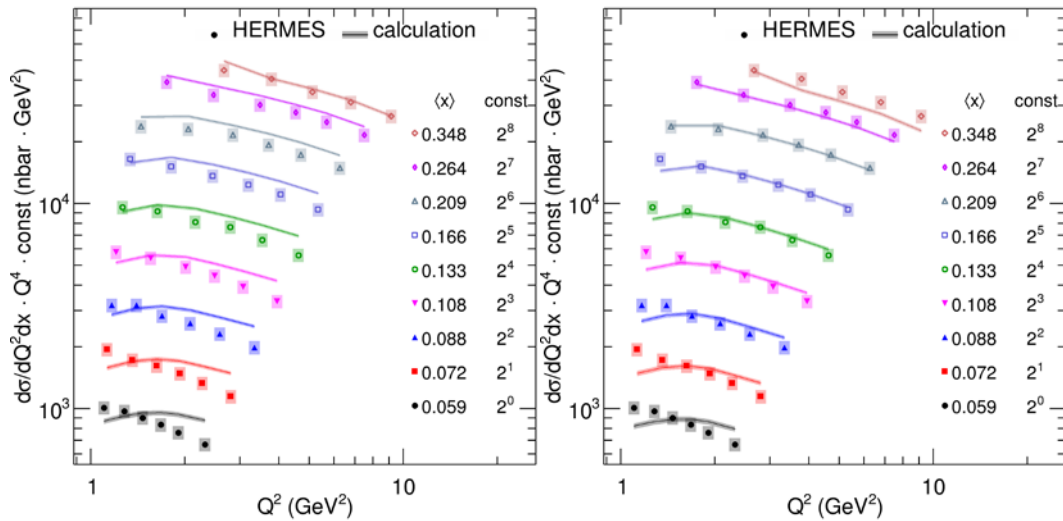


Рис. 1. Сравнение полученных значений сечения в партонной (слева) и кварк-дикварковой (справа) моделях. Расчеты представлены линиями, экспериментальные данные HERMES точками. «усы» (меньше размера маркера) и «прямоугольники» обозначают статистические и систематические неопределенности измерений соответственно.

1. V. P. Ladygin, "Spin Physics Detector at NICA," JPS Conf. Proc., vol. 37, p. 011012, 2022.
2. 4. A. Deshpande, "Physics of an Electron Ion Collider," Nucl. Phys. A, vol. 904-905, pp. 302c–309c, 2013.
3. Roberts R. G. The Structure of the proton: Deep inelastic scattering. – Cambridge University Press, 1993.
4. R. L. Jaffe and F. Wilczek, "Diquarks and exotic spectroscopy," Phys. Rev. Lett., vol. 91, p. 232003, 2003.
5. R. D. Ball, V. Bertone, S. Carrazza, L. Del Debbio, S. Forte, A. Guffanti, N. P. Hartland, and J. Rojo, "Parton distributions with QED corrections," Nucl. Phys. B, vol. 877, pp. 290–320, 2013.
6. L. Marleau, Introduction `a la physique des particules. Editions Ellipses, 2022.
7. B. Rodriguez-Aguilar and Y. A. Berdnikov, "Diquark parton distribution functions based on the light-front AdS/QCD quark-diquark nucleon model," St.Petersburg Polytech. Univ. J. Phys. Math., vol. 52, no. 2, pp. 90–103, 2021.
8. A. Airapetian et al., "Inclusive Measurements of Inelastic Electron and Positron Scattering from Unpolarized Hydrogen and Deuterium Targets," JHEP, vol. 05, p. 126, 2011.

Секция: Физика космических лучей  
и солнечно-земных связей



# ПОТОКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ НА НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ РАЗВИТИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА УРОВНЕ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА

А. М. Садыков, С. А. Красоткин

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

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

На сегодняшний день отсутствуют общепринятые представления о физических процессах, происходящих в конвективном слое и фотосфере Солнца, связанные с солнечной активностью. Самой известной моделью зарождения и развития активных областей (АО) является гипотеза о всплывании магнитного потока [1]. Для проверки данной гипотезы необходимо изучить динамику усиления магнитного поля и радиальной скорости вещества на начальных этапах развития АО. По гипотезе, оба явления должны быть взаимосвязаны, с увеличением положительного потока скорости вещества должен увеличиваться полный поток магнитного поля.

Целью нашей работы является изучение взаимодействия магнитного потока и потока радиальной скорости вещества в зарождающихся активных областях. Для этого были рассмотрены данные глобальной сети телескопов GONG (Global Oscillations Network Group). Для работы отобраны 24 АО (2011–2022 гг.), удовлетворяющие критериям. Для каждой АО данные рассматриваются с временным шагом в 4 часа на протяжении 6 дней, вплоть до сближения пятен с западным лимбом.

Полученные результаты показывают, что существует статистически значимая корреляция между магнитным полем и отрицательным потоком скорости вещества. При этом корреляция для потока положительной скорости слабо выражена. Эти результаты показывают, что не существует всплывающих магнитных потоков, используемых в гипотезе. Эти результаты указывают, что в зарождающихся активных областях при увеличении магнитного потока усиливается поток отрицательной скорости, причем эта зависимость близка к линейной.

1. E.N. Parker. The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field // *Astrophys. J.*, 1955, 121, p. 491

# ПРОГНОЗ ПРИХОДА КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ К ЗЕМЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАМЕТРОВ ДИММИНГОВ ДЛЯ СОБЫТИЙ С ИСТОЧНИКОМ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ДИСКА СОЛНЦА

А. А. Вахрушева<sup>1,2</sup>, К. Б. Капорцева<sup>1,2</sup>, Ю. С. Шугай<sup>2</sup>, В. Е. Еремеев<sup>2</sup>, В. В. Калегаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,*

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

E-mail: vakhr.anna@gmail.com

Наиболее частой причиной сильных геомагнитных возмущений являются межпланетные корональные выбросы массы (МКВМ), наблюдаемые как транзиентные возмущения в солнечном ветре, и являющиеся проявлениями корональных выбросов массы (КВМ) в межпланетном пространстве. Распространение МКВМ в гелиосфере и кинематика процесса зависят от скорости, массы, размеров КВМ, а также от скорости фонового солнечного ветра. Получение входных данных для используемых моделей является одной из важных задач прогноза. Изображения с коронографа позволяют получить информацию лишь о проекции скорости КВМ на картинную плоскость, поэтому, используя наблюдения короны Солнца из одной точки, невозможно восстановить точное направление и скорость выброса. Для решения этой задачи можно использовать изображения Солнца в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазоне, с помощью которых можно найти на солнечном диске корональный димминг – кратковременное локальное понижение яркости диска Солнца, вызванное понижениями плотности вещества.

Появление диммингов обусловлено истечением плазмы из короны Солнца, и данные о диммингах могут предоставить информацию о ранней фазе развития КВМ. В работе [1] был произведен анализ зависимостей параметров КВМ и диммингов для различных выборок событий и получена умеренная корреляция. Такие результаты дают возможность использовать параметры диммингов для прогнозирования времени и скорости прихода КВМ к Земле. Ранее нами была получена умеренная корреляция между скоростью КВМ и максимальным скачком яркости димминга.

В настоящей работе проведено моделирование корональных выбросов массы по параметрам диммингов из центральной части солнечного диска (от  $-15^\circ$  до  $15^\circ$  широты и от  $-10^\circ$  до  $10^\circ$  долготы) для событий за 2010-2018 гг. Отобран 41 димминг, которому соответствует 43 КВМ. Для прогноза МКВМ используется DBM-модель [2], скорости фонового ветра рассчитаны по модели квазистационарных потоков солнечного ветра [3]. Проведено сравнение результатов прогноза МКВМ, полученного двумя методами: 1) с использованием начальных скоростей КВМ из базы SACTus [4] по данным коронографа SOHO/LASCO; 2) с использованием начальных скоростей, рассчитанных по максимальному скачку яркости димминга (из базы Solar Demon [5], изображения SDO/AIA 211 Å), которого можно соотнести с КВМ из базы SACTus по времени.

Результаты моделирования показали, что оба метода дают сравнимые ошибки прогноза. Также проведено аналогичное моделирование МКВМ по данным диммингов, не соотнесённых с КВМ по нашему алгоритму. Треть событий оказалась связана с множественными событиями, когда одному МКВМ соответствует несколько диммингов. Спрогнозировано 23 МКВМ, которые не были спрогнозированы нами ранее по скоростям КВМ, получаемых при наблюдении в коронографе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-62-00048, <https://rscf.ru/project/22-62-00048/>.

1. Dissauer K., Veronig A.M., Temmer M. et al. // The Astrophysical Journal 2019 V. 874 P. 123
2. Vrsnak B., Zic. T, Vrbaneck D. et al. // Solar Physics. 2013. V. 285. P. 295
3. Shugay Y., Kalegaev V., Kaportseva K. et al. // Universe. 2022. V. 8. № 11. P. 565
4. <https://www.sidc.be/cactus/> // CACTus CME Homepage
5. <https://www.sidc.be/solardemon/> // Solar Demon — Flares, Dimmings and EUV waves event detection

# **КОРОТИРУЮЩИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ДАННЫХ МОНИТОРИНГА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И НАБЛЮДЕНИЯ**

В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев

*Пуцинская Радиоастрономическая Обсерватория АстроКосмического центра Физического  
Института Академии Наук, Пуцино, Московская область, Россия,*

E-mail: lukmanov@pra0.ru

Предложена простая модель ведущей части области взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра, в которой повышенная концентрация плазмы задается в виде спиральной струи с прямоугольным сечением. В рамках модели рассчитаны двумерные динамические карты распределения уровня межпланетных мерцаний, адаптированные к конфигурации радиотелескопа БСА ФИАН. Для четырех магнитных бурь 2022 и 2023 г., вызванных коротирующими возмущениями, проведено сравнение модельных расчетов с данными серий наблюдений межпланетных мерцаний, содержащих период геомагнитного возмущения. В целом имеется качественное соответствие между расчетами и наблюдательными данными. Показано, что коротирующие возмущения проявляются в усилениях мерцаний за три дня до магнитной бури около 15–16 ч московского времени. В последующие двое суток усиление мерцаний смещается к более позднему времени. При этом усиления мерцаний в утреннем секторе отсутствуют. В период магнитной бури происходит усиление ночных мерцаний. Такая последовательность усилений мерцаний соответствует приближению возмущения к Земле с восточной стороны при вращении с Солнцем. Обсуждается качественное различие между данными наблюдений для коротирующих и распространяющихся крупномасштабных возмущений.

## **ОБРАБОТКА ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА ПРИБОРА КОДИЗ, УСТАНОВЛЕННОГО НА КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ «МОНИТОР-1»**

А.В.Сазонова<sup>1,2</sup>, Г. И. Антонюк<sup>1,2</sup>, В. В. Бенгин<sup>2,3</sup>, И.А. Золоторёв<sup>2</sup>, О.Ю.Нечаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,*

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

<sup>3</sup>*Федеральное 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. Кроме того, в прибор был установлен сцинтилляционный детектор на основе кристалла CsI, просматриваемый двумя полупроводниковыми фотодиодами. Целью установки этого узла была отработка нового варианта детектора для регистрации космического излучения.

В докладе были проанализированы данные, полученные в ходе полета спутника на орбите. Для этого были привлечены данные наземных лабораторных калибровок на источниках ионизирующего излучения. В результате была построена корреляционная диаграмма амплитуд импульсов, измеренных двумя фотодиодами, просматривающих сцинтиллятор, подтвердившая эффективный светосбор в предложенной схеме. Полученные данные позволили построить распределение интенсивности, регистрируемой детектором, в географической системе координат. Результаты эксперимента подтвердили эффективность рассмотренной детекторной системы.

# ЛЕГКАЯ ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ В КАЛОРИМЕТРЕ АДРОН-55 НА ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ СТАНЦИИ ФИАН.

Я. В. Верминская, А. М. Анохина

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

E-mail: yaroslava\_verminsakay@mail.ru

С помощью ионизационного калориметра Адрон-55 [1], находящегося в составе Тянь-Шаньской научной станции, на протяжении нескольких лет успешной работы набрано достаточно статистики, чтобы приступить к следующему этапу — моделированию и обработке экспериментальных данных. Одной из множества целей данной установки является поиск (изучение) частиц вне Стандартной Модели, например, частиц темной материи. В настоящей работе изучается возможность детектирования в калориметре сигнала от частиц ускоренной темной материи (ТМ).

Рассматриваемая модель предполагает существование в Галактике гало ТМ, состоящего из двух компонент  $\psi_A$  и  $\psi_B$  [2]. Первая, более массивная компонента  $\psi_A$ , может аннигилировать с образованием пары менее массивных, но при этом ускоренных частиц  $\psi_A \bar{\psi}_A \rightarrow \psi_B \bar{\psi}_B$ , рис. 1 (а). Лоренц-фактор частиц  $\psi_B$  составляет  $\gamma = m_A/m_B$ .

Рис. 1. Зависимость среднего числа нейтронов от энергии возбуждения ядра.

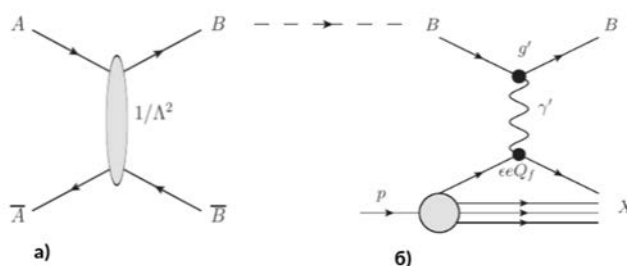


Рис.1. Аннигиляция первой компоненты ТМ (а) и глубоконеупругое рассеяние второй компоненты ТМ в детекторе.

Такого рода ускоренные частицы (рассчитанные потоки вблизи Земли приведены на рис.2) могут быть зарегистрированы посредством различных процессов рассеяния в детекторе: упругое рассеяние на ядрах и электронах атомов, квазиупругое и глубоконеупругое рассеяние на нуклонах, см.Рис.1 (б). Рассматриваемая модель рассеяния предполагает наличие массивного темного фотона-медиатора, кинетически смешанного с фотоном Стандартной Модели.

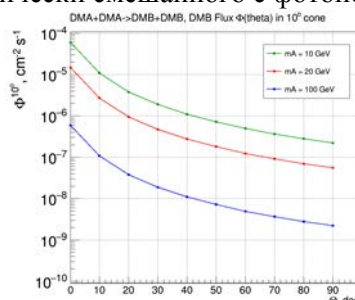


Рис.2. Потоки частиц ускоренной ТМ (компонента  $\psi_B$ ) вблизи Земли.

1. Т.Х. Садыков и др. // Вестник НЯЦ РК, 2019, вып. 4, с. 28-32
2. A. Kaustubh, C. Yanou, L. Necib, J. Thaler // 2014, JCAP10 062

# НЕЭКСТЕНСИВНЫЕ МОДЕЛИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Ю. А. Антонов

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

E-mail: antonov.ia16@physics.msu.ru

Разработка новых физических принципов описания неэкстенсивных процессов и систем относится к классу актуальных задач современной статистической физики и физической информатики. На основе неэкстенсивных и неаддитивных моделей термодинамических потенциалов предложены новые подходы, не вступающие в противоречие с классическими термодинамическими принципами, теоремами, инвариантами [1; 2; 3]. Как правило, потеря экстенсивности связана с формированием дальнедействующих корреляций в состоянии системы и глубокой памяти при описании процессов. Упрощенная модель появления нелокальных свойств связана с деформацией фазового пространства и определения  $q$ -параметра деформации.

С точки зрения физической информатики наиболее развит подход на основе  $q$ -деформированных энтропийных мер. В настоящей работе представлены результаты обработки временных рядов, получаемых аппаратом WIND с 2023-01-01 по 2023-10-30, выбор интервала наблюдений связан с сопряженными исследованиями по контролю состояния межпланетного магнитного поля и потока частиц солнечного ветра.

Определим  $q$ -параметрическую энтропию Тсаллиса следующим образом (суммирование ведется по ансамблю доступных состояний  $W$ ,  $p_i$  – экспериментально установленное значение вероятности,  $k_b$  – постоянная Больцмана):

$$S_q^T(p) = \frac{k_b}{q-1} \left( 1 - \sum_i^W p_i^q \right)$$

Область определения параметра деформации  $q$  зависит от типа используемой энтропии. Для энтропии Тсаллиса значение  $q$  может быть действительным положительным числом при вариации которого могут быть получены дополнительные характеристики изучаемой системы:

1.  $q = 0$  – значение энтропии Тсаллиса на единицу меньше числа доступных состояний,
- $0 < q < 1$  –  $q$ -деформация увеличивает вклад маловероятных состояний и уменьшает вклад высоковероятных, сумма соответствующих компонент становится больше единицы,
3.  $q = 1$  – значение энтропии Тсаллиса совпадает со значением энтропии Больцмана-Гиббса,
- $q > 1$  –  $q$ -деформация уменьшает вклад маловероятных состояний и увеличивает вклад высоковероятных, сумма соответствующих компонент становится больше единицы.

Неэкстенсивность  $q$ -статистик определяется по относительной деформации функции распределения по состояниям, выравниванию или "обострению" функции распределения вероятности. Определим следующие категории  $q$ -статистик:

1. при  $q = 1$  реализуется экстенсивная статистика суперпозиции подсистем, допускается масштабирование системы в фазовом пространстве,

2. при  $q < 1$  – реализуется суперэкстенсивная статистика, масштабирование сопровождается изменением или потерей симметрии и понижением параметра порядка системы,
3. и при  $q > 1$  реализуется субэкстенсивная статистика, масштабирование сопровождается фазовыми переходами второго рода, ростом параметра порядка, возникновением новых классов симметрии.

Для определения  $q$  – параметра на основе эмпирических временных рядов используем профили квазиравновесных энергетических распределений, рассматривая отдельно функции распределения вероятности для ММП и СВ.

Определим энтропию системы с известным правилом квантования энергии и искомым распределением населенности энергетических уровней и известным значением  $q$ -фактора:

$$S^T(n_1 \dots n_K) = \frac{1}{1-q} \left( \sum_{i=1}^K n_i^q - 1 \right)$$

здесь  $(n_1 \dots n_K)$  – распределение по энергетическим уровням  $E_i$ , справедливое и для конечного числа состояний и для энергетического квазиконтинуума. Отметим, что число энергетических уровней  $L$  может не совпадать с числом допустимых состояний  $W$ , возможно вырождение, расщепление, уширение энергетических уровней в зависимости от условий существования системы. Для распределения населенности энергетических уровней должна выполняться нормировка:

$$\sum_{i=1}^K n_i = 1$$

Построим функционал Лагранжа анализируемой системы:

$$L_T(n_1 \dots n_K) = \frac{1}{1-q} \left( \sum_{i=1}^K n_i^q - 1 \right) - \alpha_L \sum_{i=1}^K n_i - \beta_L \sum_{i=1}^K E_i n_i$$

После его максимизации, получим для наиболее вероятного энергетического распределения в системе Тсаллиса:

Здесь –  $Z_T$  – аналог большой статистической суммы,

$$Z^T = \sum_{i=1}^K \left( 1 + \frac{1-q}{q} \beta^{(E_i - U)} \right)^{\frac{1}{q-1}}$$

Параметр  $\beta$  соответствует больцмановскому фактору или обратной равновесной температуре,  $\beta^*$  –  $q$ -деформированному больцмановскому фактору:

$$\beta' = \frac{\beta_L}{\sum_{i=1}^K n_i^q}$$



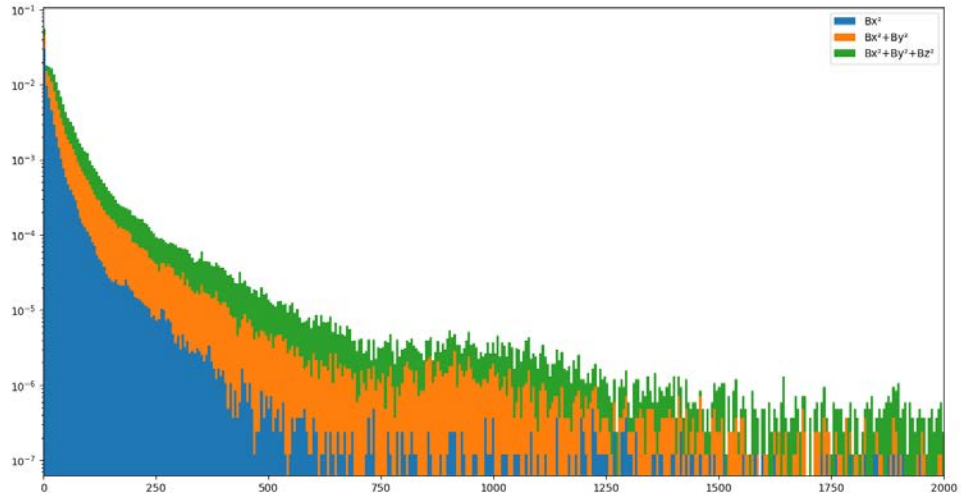


Рисунок 1: Функция для распределения по плотности магнитного поля в 1D, 2D, 3D приближениях

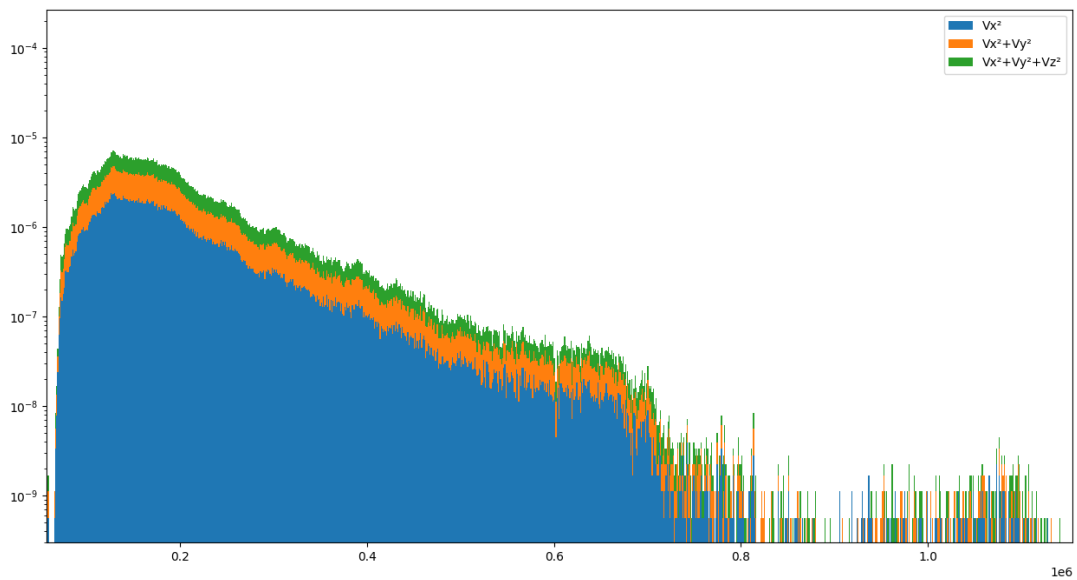


Рисунок 2: Функция для распределения по кинетической энергии частиц солнечного ветра в 1D, 2D, 3D приближениях

1. Curado Evaldo MF, Tsallis Constantino. Generalized statistical mechanics: connection with thermodynamics // Journal of Physics a: mathematical and general. 1991. Vol. 24, no. 2. P. L69.
2. Ferri GL, Martinez S, Plastino A. The role of constraints in Tsallis' nonextensive treatment revisited // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2005. Vol. 347. Pp. 205–220.
3. Curado Evaldo MF, Tempesta Piergiulio, Tsallis Constantino. A new entropy based on a group-theoretical structure // Annals of Physics. 2016. Vol. 366. Pp. 22–31.

# ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ ДЕТЕКТОР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРОЕКТА EUSO-SPB2, КАЛИБРОВКА И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Д. А. Трофимов<sup>1,2</sup>, П. А. Климов<sup>1</sup>, от имени коллаборации JEM-EUSO

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

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

E-mail: daniil@eas.sinp.msu.ru

EUSO-SPB2 (The Extreme Universe Space Observatory on a Super Pressure Balloon 2) это стратосферная обсерватория второго поколения, задача которой регистрация космических лучей сверхвысоких и предельно высоких энергий ( $E > 1 \text{ EeV}$ ) методом измерения флуоресцентного свечения широкого атмосферного ливня (ШАЛ), и проверка методики регистрации высокоэнергетичных нейтрино ( $E > 1 \text{ ПэВ}$ ) по черенковскому излучению ШАЛ, а также мониторинг атмосферы в ближнем УФ-диапазоне [1].

Для решения поставленных задач в состав научной аппаратуры проекта входили два телескопа: флуоресцентный, направленный в надир и черенковский – на лимб. Флуоресцентный телескоп представлял собой камеру Шмидта с диаметром апертуры 1 м. Фокальная поверхность состояла из трех модулей фотоприемника (3 матрицы из 36-ти многоанодных фотоэлектронных умножителей каждая). Количество каналов регистрации – 6912, временное разрешение – 1 мкс, а общее поле зрения –  $37.4^\circ \times 11.4^\circ$  [2, 3].

EUSO-SPB2 был запущен 13 мая 2023 года и внепланово завершил свою работу 14 мая. Телескоп проводил измерения на высоте 33 км в течение 2-х ночей работы. В результате измерений было задетектировано более 120 000 событий, в основном связанных с флуктуациями фона [1], таким образом, были получены фоновые значения свечения атмосферы. Для обработки данных были использованы эффективности каналов фотоприемника, полученные при наземной калибровке [4]. Для примера на рис. 1 приведены результаты измерений 14 мая для двух каналов фотоприемника, записанных с 5:21:10 до 5:22:50 UTC (100 с) над Тихим океаном [2]. На левой части рисунка показаны осциллограммы измерений двух каналов, на правой – распределение амплитуд сигналов. Измерения проводились до восхода Луны. В поле зрения канала, изображенного красной линией, находилось облако (которое видно на рис. 2 в правой части фотоприемника), что привело к большим значениям сигнала за счет большего альбедо облака и большим вариациям сигнала. Синей линией показан сигнал в пикселе без облака в поле зрения. Это позволяет сравнить фоновые данные при разных погодных условиях. Для наблюдений поверхности океана без облачного покрова значение фона составило 1.8-2 фотона на пиксель на время такт измерения (gate time unit, GTU = 1.05 мкс). При наличии облака это значение возрастает в 1.3-1.5 раза.

Проект EUSO-SPB2 и его результаты являются важным шагом перед запуском более масштабных космических миссий, таких как «КЛПВЭ» [5] или РОЕММА (Probe of Extreme Multi-Messenger Astrophysics) [6].

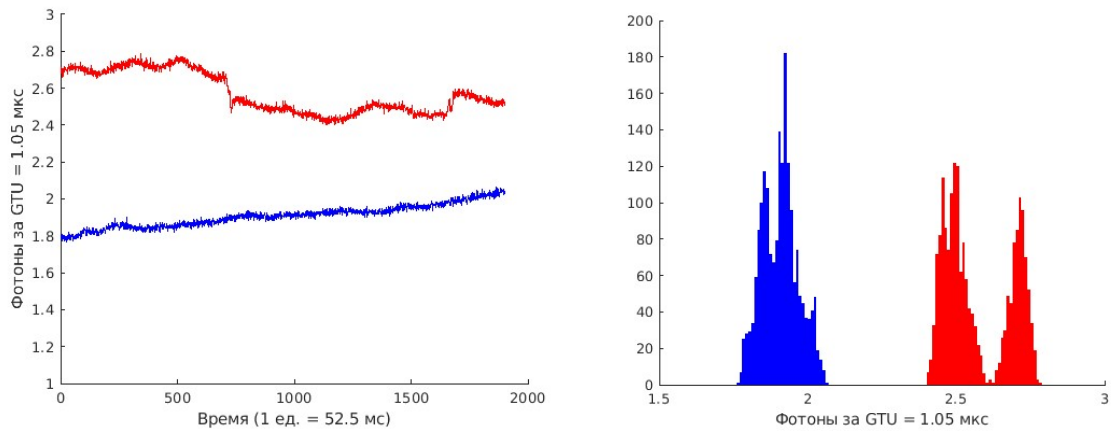


Рис. 1. Слева: зависимость числа фотонов от времени для двух каналов фотоприемника для фонового канала фотоприемника (синяя) и для канала с облаком в поле зрения (красная). Справа: распределение числа фотонов за GTU для тех же каналов фотоприемника.

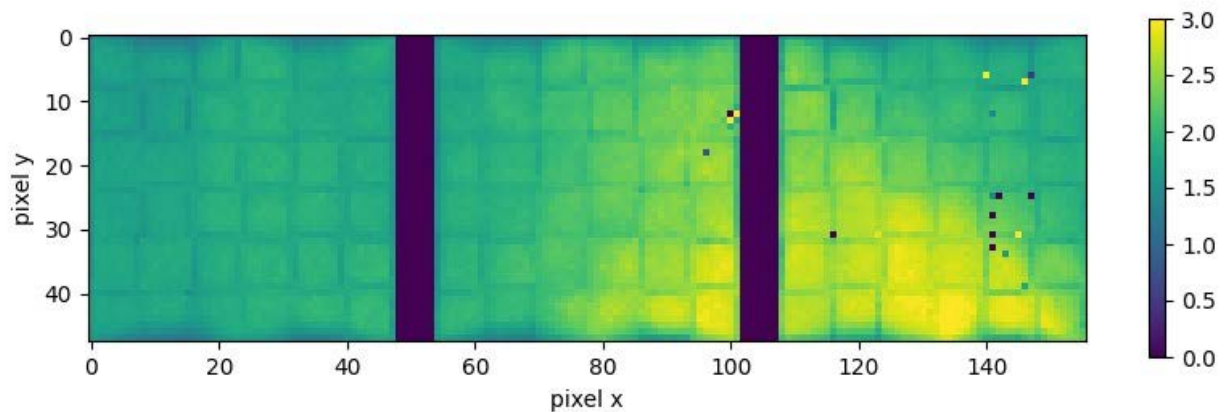


Рис. 2. Изображение в фотоприемнике. Желтым показан более яркий сигнал, от облачного покрова. Время: 14 мая 5:21:26 UTC

1. J. Eser, A.V. Olinto and L. Wiencke for the JEM-EUSO Collaboration. Overview and First Results of EUSO-SPB2 // 38th International Cosmic Ray Conference V. 444, 2023
2. G. Filippatos for the JEM-EUSO Collaboration. EUSO-SPB2 Fluorescence Telescope in-flight performance and preliminary results // 38th International Cosmic Ray Conference, V. 444, 2023
3. G. Osteria, J. H. Adams, M. Battisti, A.S. Belov, M.E. Bertaina, F. Bisconti, et al. The Fluorescence Telescope on board EUSO-SPB2 for the detection of Ultra High Energy Cosmic Rays // 37th International Cosmic Ray Conference (ICRC2021) V. 395, 2022
4. D. Trofimov, A. Belov, S. Blin-Bondil, A. Creusot, P. Klimov, E. Parizot, G. Prévôt, and the JEM-EUSO Collaboration. Absolute calibration of the JEM-EUSO photodetection modules // EPJ Web of Conferences, V. 283, 2023
5. P. Klimov, M. Battisti, A. Belov et al. Status of the K-EUSO Orbital Detector of Ultra-High Energy Cosmic Rays // Universe 2022, 8, 88
6. A.V. Olinto, J. Krizmanic, J.H. Adams et al. The POEMMA (Probe of Extreme Multi-Messenger Astrophysics) observatory // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2021 V. 2021, №06

## **МЕХАНИЗМЫ ВЫСЫПАНИЙ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ 9-16.10.2017.**

А. Р. Иванова<sup>1,2</sup>, В. В. Калегает<sup>1,2</sup>, Н. А. Власова<sup>1,2</sup>, Д. С. Груздов<sup>1,2</sup>

*<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,*

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

E-mail: ivanova.ar20@physics.msu.ru

Механизмы высыпания энергичных электронов из внешнего радиационного пояса Земли – одна из важных проблем современной космофизики. С помощью данных низкоорбитального полярного спутника Meteor-M2 был исследован период 9 - 16.10.2017, когда наблюдалась достаточная геомагнитная активность – магнитная буря и суббуревые активации, что способствует эффективному рассеянию и высыпанию частиц. Большинство высыпаний электронов, произошедших за этот период, были классифицированы и отнесены к определенному механизму. Был проведен сравнительный анализ высыпаний разных механизмов – динамика интенсивности этих высыпаний, энергетический спектр. Результаты этого сравнения показали, что высыпания разных механизмов действительно имеют свои спектральные особенности, обусловленные природой механизма высыпания. В то время как от уровня геомагнитной активности спектр зависит мало – меняется только интенсивность высыпания, а форма спектра меняется совсем незначительно. Динамика интенсивности высыпаний сохраняется примерно одинаковой для всех видов высыпаний и подтверждает результаты, полученные ранее – динамика интенсивности высыпаний четко коррелирует с суббуревыми активациями, а не с магнитной бурей.

## ДИНАМИКА ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ 10-16 ОКТЯБРЯ 2017 Г.

Д. С. Груздов<sup>1,2</sup>, В. В. Калегаев<sup>1,2</sup>, А. Р. Иванова<sup>1,2</sup>, К. Б. Капорцева<sup>1,2</sup>,  
И. Н. Мягкова<sup>1</sup>, Ю. С. Шугай<sup>1</sup>, Н. А. Власова<sup>1</sup>, Г. А. Базилевская<sup>3</sup>,  
А. Г. Демехов<sup>4</sup>, И. А. Миронова<sup>5</sup>, Т. А. Яхнина<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,*

<sup>3</sup> *Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской Академии Наук, Москва, Россия*

<sup>4</sup> *Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия*

<sup>5</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: [gruzdov.ds20@physics.msu.ru](mailto:gruzdov.ds20@physics.msu.ru)

Внешний электронный радиационный пояс является одним из наиболее динамичных образований магнитосферы Земли. Наиболее значительные изменения внешнего электронного радиационного пояса наблюдаются во время геомагнитных бурь, поэтому естественно предположить, что вариации магнитосферного магнитного поля должны быть одним из главных факторов, управляющих динамикой потоков электронов внешнего радиационного пояса Земли (см., например, [1, 2, 3]). Вариации внешнего электронного РП могут происходить при сохранении адиабатических инвариантов при условии относительно медленных изменений геомагнитного поля по сравнению с характерными временами движения электронов. Наряду с адиабатическими изменениями могут наблюдаться процессы реальных потерь и ускорения частиц, связанные с суббуревой и волновой активностью в магнитосфере.

В работе исследовалась динамика внешнего радиационного пояса Земли во время слабой геомагнитной бури ( $|Dst|_{\max}=52$  нТл). Использовались экспериментальные данные о потоках электронов с энергиями  $>0,1$ ,  $>0,7$  и  $>2$  МэВ, полученных с полярного спутника Метеор-М2 и экваториальных спутников Van Allen Probes (VAP). Проведен сравнительный анализ динамики максимальных потоков захваченных электронов, измеренных на высоких широтах и вблизи геомагнитного экватора, в сердцевине внешнего радиационного пояса Земли.

Получены временные профили потоков электронов обоих спутников за исследуемое время. Наблюдается сходство динамики потоков частиц соответствующих энергий для двух спутников: потоки с  $E>0.1$  МэВ возрастают на протяжении всего исследуемого периода, потоки с  $E>0.7$  МэВ и  $E>2$  МэВ уменьшаются в период с 10 по 12 октября, что соответствует главной фазе бури, а затем увеличиваются. В конце фазы восстановления, по данным VAP, потоки всех энергий увеличились примерно на порядок, а по данным Метеор-М2 потоки частиц с  $E>0.7$  МэВ и  $E>2$  МэВ остался неизменным. В результате бури формируется новый радиационный пояс с максимумом на  $L\sim 4.8$ , причем для разных энергий наблюдается временная задержка в его формировании.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-62-00048.

1. Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. Москва: Наука, 1968.
2. Тверская Л.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 864.
3. Власова Н.А., Калегаев В.В., Назарков И.С. // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 3. С. 316-326.

# СУПЕРСТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕД

Н. В. Зуев<sup>1</sup>, Н. А. Сухарева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: zuev.nv17@physics.msu.ru

В настоящее время существует потребность в моделировании поведения многокомпонентных неравновесных сред. Такие среды представляют собой совокупность подсистем с временами релаксации к квазиравновесному состоянию существенно меньшими, нежели у системы в целом. Подсистемы могут взаимодействовать, передавая энергию, импульс, момент импульса. Полная система является неравновесной, в то время как подсистемы находятся в равновесных состояниях. В работе рассматривается суперстатистическая модель, позволяющая описать многофазные системы в неравновесных условиях.

Современные суперстатистические модели, учитывающие температурную неравновесность исследуемой системы используют понятие обобщенного больцмановского фактора, зависящего от функции распределения подсистем по локальным температурам:

$$B(E) = \int_0^{\infty} e^{-\beta E} f(\beta, \beta_0) d\beta$$

где  $f(\beta, \beta_0)$  - распределение инверсной температуры подсистем около инверсной температуры глобального равновесия  $\beta_0$ ,  $E$  – внутренняя энергия системы. Обобщенный больцмановский фактор задается преобразованием Лапласа плотности вероятности  $f(\beta, \beta_0)$ . Плотность вероятности должна удовлетворять условиям:

– нормировки на единицу

$$\int_0^{\infty} f(\beta, \beta_0) d\beta = 1$$

– среднее значение  $\beta_0 = 1/kT_0$ , соответствующее температуре термостата

$$\langle \beta \rangle = \int_0^{\infty} \beta f(\beta, \beta_0) d\beta = \beta_0$$

Суперстатистика должна сводиться к статистике Больцмана-Гиббса в отсутствии флуктуаций температуры, а именно при

$$f(\beta, \beta_0) = \delta(\beta - \beta_0),$$

обобщенный больцмановский фактор принимает следующий вид:

$$B(E) = e^{-\beta_0 E}$$

Для равномерного, двухуровневого, гамма-распределения, логнормального распределения и F-распределения эффективный больцмановский фактор может быть представлен в виде разложения по моментам функции распределения:

$$B(E) = e^{-\beta_0 E} \left( 1 + \frac{1}{2} \sigma^2 E^2 + \sum_{r=3}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \langle (\beta - \beta_0)^r \rangle E^r \right)$$

В пределе приближения к квазиравновесному температурному распределению эффективный больцмановский фактор имеет универсальный квадратичный поправочный член  $1 + \frac{1}{2}\sigma^2 E^2$ .

Рассмотрим одну из интересных аппроксимаций для  $B(E)$  при заданных температурных распределениях для подсистем, которая позволяет анализировать ансамбль слабо ионизованного газа или плазмы. Гамильтониан рассматриваемой модели в отсутствии межатомных столкновений и иных взаимодействий может быть записан в виде:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m}.$$

здесь  $N$  – число частиц. Пусть распределение частиц по скоростям задается для параметра  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ . Определим эффективный больцмановский фактор:

$$B\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = e^{-\frac{1}{2}\beta_0 mv^2} \cosh\left(\frac{1}{2}\eta\beta_0 mv^2\right)$$

Вероятность движения частицы со скоростью  $v$ :

$$p(v) = \frac{1}{Z_v} B\left(\frac{1}{2}mv^2\right) 4\pi v^2 dv,$$

$$Z_v = \int_0^\infty B\left(\frac{1}{2}mv^2\right) 4\pi v^2 dv = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{3/2} [(1+\eta)^{-3/2} + (1-\eta)^{-3/2}]$$

Среднее от квадрата скорости  $v$ :

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m} \left[ \frac{(1+\eta)^{-5/2} + (1-\eta)^{-5/2}}{(1+\eta)^{-3/2} + (1-\eta)^{-3/2}} \right]^{1/2}}$$

Для малых значений дисперсии температур справедливо:

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m} \left( 1 + \frac{5}{4}\eta^2 + \frac{15}{32}\eta^4 + \dots \right)}$$

Средняя кинетическая энергия частицы:

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT \left[ \frac{(1+\eta)^{-5/2} + (1-\eta)^{-5/2}}{(1+\eta)^{-3/2} + (1-\eta)^{-3/2}} \right] = \frac{3}{2} kT C(\eta)$$

Здесь  $C(\eta)$  - корректирующий множитель. Если допустить взаимодействие частиц, гамильтониан системы принимает вид:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i<j} U_{ij} (|\vec{r}_i - \vec{r}_j|).$$

Запишем соответствующую ему статистическую сумму системы из  $N$  частиц с учетом коррекции обобщенного больцмановского фактора:

$$Z = \frac{1}{N! h^{3N}} \int \int \exp(-\beta_0 H) \cosh(\eta\beta_0 H) d^{3N} r d^{3N} p,$$

после подстановки потенциала и разделения переменных получим:

$$Z = \frac{1}{N! h^{3N}} \int \int \exp \left[ -\beta_0 \left[ \sum_{i=1}^N \frac{p^2}{2m} + \sum_{i<j} U_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \right] \right] \times \\ \times \cosh \left[ \eta \beta_0 \left[ \sum_{i=1}^N \frac{p^2}{2m} + \sum_{i<j} U_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \right] \right] d^{3N} r dp \Omega_{3N},$$

здесь  $\Omega_{3N}$  – множество точек на гиперповерхности единичной гиперсферы в  $3N$  фазовом пространстве, задаваемая выражением:

$$\Omega_{3N} = \frac{2\pi^{3N/2}}{\Gamma(3N/2)}.$$

Определим вспомогательные функции:

$$Q \approx V^N \left[ 1 + \frac{N^2}{2V} a(T) \right], \quad a(T) = 4\pi \int r^2 dr (\exp(U(r)) - 1),$$

где  $T$  – температура равновесия,  $V$  – объем, занимаемый газом.

Если пренебречь взаимодействием частиц в газовой среде, статистическая сумма может быть представлена как:

$$Z = \frac{1}{N!} \left( \frac{V}{\xi_T^3} \right)^N \left[ \frac{(1+\eta)^{-3/2} + (1-\eta)^{-3/2}}{2} \right]^N, \quad \xi_T = \frac{1}{\sqrt{2\pi m k_B T}}$$

Используя связь свободной энергии Гельмгольца  $F$  со статистической суммой  $Z$ , получим:

$$F = -kT \ln Z, \quad P = - \left( \frac{dF}{dV} \right)_{T,S} = N k_B T \left[ \frac{(1+\eta)^{-5/2} + (1-\eta)^{-5/2}}{(1+\eta)^{-3/2} + (1-\eta)^{-3/2}} \right]$$

Если потенциал межчастичного взаимодействия задан, рассматриваемая модель позволяет описать многофазные системы в неравновесных условиях. Рассмотренная в работе модель термически неоднородной газовой среды составляет лишь часть суперстатистической модели. Строго говоря, в рассмотренной постановке задача не до конца корректна, поскольку не учитывает порядок пространственного размещения подсистем, способный сильно влиять на кинетику теплообмена, времена релаксации, пространственное распределение потоков энергии. Представленный подход позволяет расширить описанную модель подключением не только термически равновесных компонент, но и компонент с любой квазистационарной функцией распределения вероятности.

1. Beck, C. and Cohen, E. G., "Superstatistics," *Physica A: Statistical mechanics and its applications* 322, 267–275 (2003).
2. Beck, C., Cohen, E. G., and Swinney, H. L., "From time series to superstatistics," *Physical Review E* 72(5), 056133 (2005).
3. Chung, W. S. and Hassanabadi, H., "Superstatistics with q-deformed dirac delta distribution and interacting gas model," *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 516, 496–501 (2019).



# ОПТИМИЗАЦИЯ ВЫДЕЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА ФОНЕ ВЫСЫПАНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА МАЛЫХ СПУТНИКАХ ТИПА КУБСАТ

А. А. Мутин<sup>1</sup>, В. В. Богомолов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: mutin.aa18@physics.msu.ru

Гамма-всплески как самый энергичный процесс во вселенной (до  $10^{54}$  эрг) представляют особый интерес для научного сообщества. В настоящее время гамма-всплески регистрируются, в основном, космическими аппаратами, находящимися на экваториальной орбите или близкой к ней. Связано это тем, что при проведении эксперимента на полярной орбите часть времени прибор находится во внешнем радиационном поясе, где регистрация всплесков невозможна, и в полярных шапках с повышенным по сравнению с экватором фоном, а также с имитациями гамма-всплесков.

Однако есть методы построения аппаратуры, позволяющие регистрировать гамма-всплески на низкой полярной орбите на фоне высыпаний электронов. Одним из таких методов является использование двухслойного сцинтилляционного детектора, который позволяет отделить гамма-компоненту регистрируемого потока от электронной. На основе временного ряда сигналов со сцинтилляторов CsI(Tl) и пластического сцинтиллятора, анализируемого микроконтроллером прибора, можно сформировать триггер гамма-всплеска.

Алгоритм работы триггера:

1. берется временной ряд предыстории потоков в электронном и гамма-каналах (20-100 с);
2. для каждого канала по отдельности временной ряд аппроксимируется полиномом  $n$ -ой степени и вычисляется ожидаемое значение для следующей точки во временном ряде;
3. при появлении новой точки на временном ряде вычисляется её отклонение от предсказанного в результате экстраполяции ожидаемого значения, выраженное в стандартных отклонениях  $N_{\sigma}^{gam}$ ,  $N_{\sigma}^{el}$ . Если  $N_{\sigma}^{gam}$  превышает пороговое значение  $D_1$  и  $N_{\sigma}^{gam}/N_{\sigma}^{el} > D_2$ , то срабатывает триггер.

На данный момент запущено уже несколько малых спутников формата кубсат, на которых реализован описанный выше алгоритм, использующий линейную аппроксимацию временного ряда. На рис. 1, 2 показаны примеры гамма-всплесков, зарегистрированных приборами ДеКоР-1 и ДеКоР-2 на спутнике Авион. Для регистрации этих всплесков триггерный механизм не был использован, поскольку ещё не завершена настройка приборов, обеспечивающая проведение раздельного мониторинга в каналах гамма-излучения и электронов в течение всего времени работы прибора. Кривые блеска зарегистрированных гамма-всплесков, приведенные на рис. 1, 2, подтверждают достаточную чувствительность детекторов для регистрации таких явлений. Триггерный режим регистрации гамма-всплесков будет включен в ближайшее время.

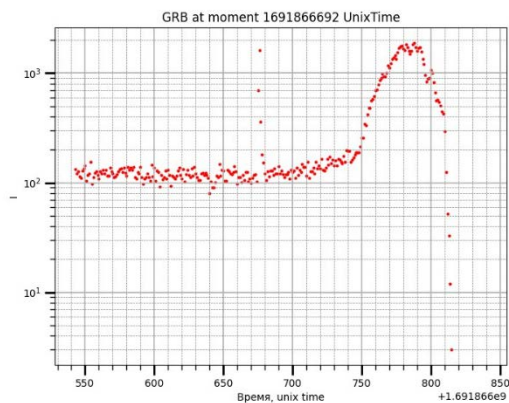


Рис. 1. Гамма-всплеск GRB230812B по данным ДеКоР-2/Авион 14.08.2023

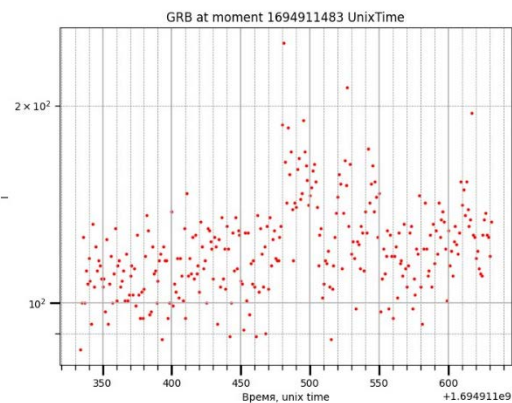


Рис. 2. Гамма-всплеск GRB230917A по данным ДеКоР-1/ Авион 17.09.2023

Одним из полезных применений триггера можно считать более подробное изучение гамма-всплесков в условиях небольшого объёма передаваемых данных, характерного для малых спутников. В приборах ДеКоР на кубсатах, запущенных в июне 2023 г, при срабатывании триггера производится запись в событийном режиме в течение 100 с, а также фиксация  $\sim 200$  событий в детекторе, произошедших непосредственно перед триггером.. Это позволяет получить данные для подробного изучения спектральных и временных характеристик зарегистрированного гамма-всплеска.

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАЗОВ ОТРАЖЕННОГО ОТ СНЕГА ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ В ТЕЛЕСКОПЕ СФЕРА-3

В. А. Иванов В. А., В. И. Галкин

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

E-mail: Ivanov.va18@physics.msu.ru

Задача регистрации космических лучей (КЛ) активно решается на протяжении нескольких десятилетий. Главным интересом является изучение КЛ сверхвысоких энергий. В области энергий выше «колена» ( $\geq 3 \cdot 10^{15}$  эВ) интенсивность частиц крайне мала, из-за этого использование прямых методов исследования не предоставляется возможным. Косвенные методы главным образом основаны на регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) и восстановлении параметров первичной частицы по параметрам ливня.

Целью работы является разработка моделирующего комплекса с использованием программ, написанных на Python, Fortran и C++ (GEANT4) для полного моделирования событий типа широкий атмосферный ливень от генерации самого события в CORSIKA до получения образа черенковского света на мозаике детектора СФЕРА-3, набор статистики и оценка эффективности конфигураций геометрии детектора.

Метод детектирования, отраженного от снежной поверхности черенковского света, предложенный А.Е. Чудаковым [1], лёг в основу серии экспериментов СФЕРА. Детектирование отраженного от снега черенковского света (ЧС) позволяет получать информацию с 30 – 50% площади пятна ЧС.

1. А. Е. Chudakov, «A possible method of detecting EAS based in Cherenkov radiation reflected from a ground snow surface,» в *Proceedings of All-Union Symposium on Experimental Methods of Studying Cosmic Rays with Superhigh Energies*, Yakutsk, 1974.

# КАЛИБРОВКА МАТРИЦЫ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ КАМЕРЫ ПРОТОТИПА МАЛОГО ШИРОКОУГОЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА

А. А. Аминева<sup>1</sup>, Д. А. Подгрудков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: amineva.aa19@physics.msu.ru

В настоящее время кремниевые фотоумножители (КФУ) все шире применяются в научной аппаратуре, включая задачи гамма-астрономии по исследованию астрофизических объектов. В том числе, в черенковских телескопах.

Small Imagine Telescope (SIT) — прототип широкоугольного телескопа, расположенный в Тункинской долине и регистрирующий черенковский свет от широких атмосферных ливней [1]. Помимо широкого угла обзора, особенностью установки является использование в качестве чувствительных элементов КФУ вместо фотоэлектронных умножителей. Для таких детекторов имеет место существенная вариация коэффициента усиления с температурой при выбранном рабочем напряжении, индивидуальная для каждого КФУ. Для задач регистрации потока фотонов КФУ собирается из большого числа так называемых микроячеек, имеющих суть лавинного диода.

Авторами работы была проведена калибровка КФУ камеры прототипа телескопа SIT в контексте поиска коэффициента усиления — была получена зависимость «ток — число электронов» для разных температур и значений напряжения на детекторе. Для каждого КФУ зависимость представляет собой полином  $K(T, U)$  ( $K$  — коэффициент усиления,  $T$  — температура,  $U$  — напряжение), который позволяет вычислить коэффициент усиления при любой заданной паре температура — напряжение. Метод калибровки основан на анализе экспериментальных данных, собранных прототипом. При калибровке использовались данные с установки за 2019-2022 годы.

Кроме того, в работе была произведена оценка величины кросс-токов — одного из основных источников шума в КФУ. Явление кросс-токов или оптическая связь между ячейками возникает из-за того, что во время лавины ускоренные носители заряда могут излучать фотоны [2], которые, в свою очередь, могут вызвать вторичную лавину в соседней микроячейке. Обычно вторичные фотоны по энергии находятся в ближней инфракрасной (ИК) области [3], поэтому могут перемещаться через кремний на значительные расстояния. С помощью моделирования процесса возникновения оптической связи между микроячейками была получена аппроксимация экспериментальных данных, а с ней и зависимость вероятности возникновения кросс-токов от перенапряжения.

1. First results of the tracking system calibration of the TAIGA-IACT telescope / D. Zhurov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Febr. — Т. 1181, No 1. — С. 012045. — DOI: 10.1088/1742-6596/1181/1/012045.
2. Newman R. Visible Light from a Silicon p – n Junction // Phys. Rev. — 1955. — Oct. — Vol. 100, issue 2. — P. 700–703. — DOI: 10.1103/PhysRev. 100.700.
3. Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model / I. Rech [et al.] // Opt. Express. — 2008. — June. — Vol. 16, no. 12. — P. 8381–8394. — DOI: 10.1364/OE.16.008381.

# РЕШЕНИЕ СТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С УЧЕТОМ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ

В. Д. Борисов

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

E-mail: 89166288060@mail.ru

Последние результаты экспериментов в физике космических лучей, такие как NUCLEON [1], CALET [2] и DAMPE [3], а также и более ранние исследования [4] указывают на изменение показателя наклона спектра в области  $10^{13}$  эВ (малое колено КЛ). Данное отклонение может быть объяснено рядом особенностей: вкладом спектра остатка близкой сверхновой в фоновый спектр, а также диффузионным транспортом ГКЛ в неоднородном магнитном поле Галактики.

В работе приведено решение стационарной задачи диффузионного транспорта в приближении анизотропной диффузии в Галактике для различных видов тензора диффузии, а также создана математическая модель распространения потока космических лучей от близкого источника, основанная на решении данной задачи. Проведена аппроксимация свободных параметров модели по экспериментальным данным и построена область для наиболее вероятного положения такого источника.

Классическое диффузионное уравнение для близкого источника (сверхновой) записывается в виде:

$$\frac{\partial N(R)}{\partial t} - \nabla \cdot (\hat{D} \nabla N) = Q(R, r, t), \quad (1)$$

где  $N$  – концентрация космических лучей,  $\hat{D}$  – диагональный тензор диффузии.

Решением уравнения (1) является функция Грина. Далее, возможно построение результирующего потока КЛ от источника, как покомпонентного вклада фона и потока от источника

$$F_{sum} = F_{bgr}(R) + F(R), \quad (2)$$

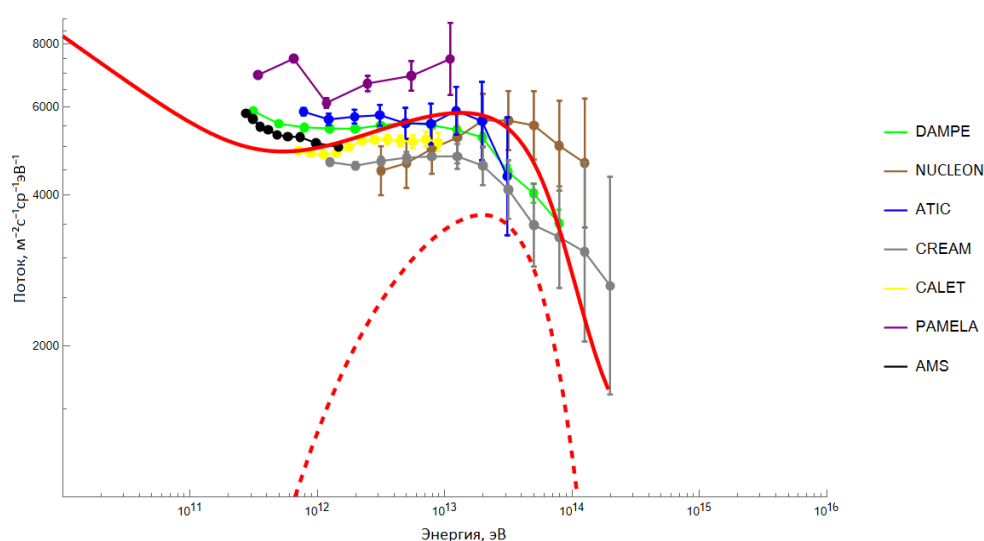


Рисунок 1. Аппроксимация экспериментальных данных: красная пунктирная линия – наблюдаемый вклад близкого источника Vela Junior, красная сплошная линия – суперпозиция фона и спектра источника, определяемая выражением (2)

На рисунке 1 приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных построенной теоретической моделью.

1. Аткин Е., Булатов В., Дорохов В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 1. С. 5; Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al. // JETP Lett. 2018. V. 108. No. 1. P. 513.
2. Adriani O. et al. (CALET Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. No. 18. Art. No. 181102.
3. DAMPE Collaboration // Nature. 2017. V. 552. No. 7683. P. 63.
4. Aguilar M. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. No. 17. Art. No. 171103.
5. В. Д. Борисов, В. О. Юровский, И. А. Кудряшов Решение стационарной задачи распространения ГКЛ с анизотропным тензором диффузии, Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2023. № 4. 2341605
6. Yurovsky V. O., Kudryashov I. A. Anisotropic Cosmic Ray Diffusion Tensor in a Numerical Experiment // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2023. — P. 1–3.
7. Ginzburg V.L., Ptuskin V.S. On the origin of cosmic rays: Some problems in high-energy astrophysics//Rev. Mod. Phys. 1976. V.48. P.161.
8. Strong A.W., Moskalenko I.V., Ptuskin V.S. Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V.57. P.285.
9. Pranab J. Deka, Kissmann R., Einkemmer L. Efficient numerical methods for Anisotropic Diffusion of Galactic Cosmic Rays. arXiv:2307.12276, 2023.
10. Yurovsky V.O., Peryatinskaya A.I., Borisov V.D., Kudryashov I.A. Numerical study of GCR proton transport, Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2023), 2023.
11. Sveshnikova L.G., Strelnikova O.N., Ptuskin V.S. On probable contribution of nearby sources to anisotropy and spectrum of cosmic rays at TeV-PeV-energies// Proceedings of 32 ICRC, Beijing, China, 2011. V.6. P.184.

# ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ ЛИНИЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО СЛУЧАЙНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. И. Перятинская

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

E-mail: szsalexvay@gmail.com

Галактические космические лучи играют важную роль в физике космоса. Несмотря на многочисленные исследования в области магнитных полей Галактики, понимание структуры магнитных линий остается недостаточным для предсказания траекторий высокоэнергичных космических частиц в различных конфигурациях галактических магнитных полей.

В этой работе магнитное поле исследуется численно, путем построения его двухкомпонентной модели и дальнейшего ее качественного и статистического анализа. На качественном уровне представлены результаты моделирования случайного изотропного поля, где магнитные линии расположены близко друг к другу. В таком случае наблюдается регулярная структура.

Целью работы является изучение свойств двухкомпонентного галактического магнитного поля на масштабах галактических рукавов, в частности оценка транспортных коэффициентов в зависимости от конфигурации магнитного поля.

В данной работе представлены результаты численного моделирования взаимного расположения магнитных линий в двухкомпонентных случайных магнитных полях. Так же показано, что при моделировании изотропного случайного поля наблюдается диффузионный режим движения. При добавлении регулярной компоненты определенной интенсивности продольный режим транспорта становится баллистическим.

1. Бочкарев Н.Г. Магнитные поля в космосе, URSS, 2019.
2. Yurovsky V.O., Peryatinskaya A.I., Kudryashov I.A. // arXiv:2211.08873v2 [astro-ph.HE] 30 Jan 2023
3. Shslchi A., Weinhorst B.. // ScienceDirect, Advances in Space Research 43 1429-1435, 2009 May 1
4. Tsouros A., Edenhofer G., Enßlin T., Mastorakis M., Pavlidou V. // arXiv:2303.10099v1 [astro-ph.HE] 17 Mar 2023
5. Hauff T., Jenko F., Shalchi A., Schlickeiser R. // The Astrophysical Journal, 711:997-1006, 2010 March 10
6. Tautz R.C., Shalchi A., Schlickeiser R. // The Astrophysical Journal, 692:642-649, 2008 January 1
7. Strong A.W., Moskalenko I.V., Ptuskin V.S. Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V.57. P.285
8. Snodin A.P., Ruffolo D., Oughton S., Servidio S., Matthaeus W.H. // The Astrophysical Journal, 779:56(10pp), 2013 December 10

# ВОССТАНОВЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПРИХОДА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ ПО ОТРАЖЕННОМУ ОТ СНЕГА ЧЕРЕНКОВСКОМУ СВЕТУ

К. Ж. Азра<sup>1</sup>, Е. А. Бонвеч<sup>2</sup>, В. И. Галкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: clemenceanastasia@gmail.com

Потоки заряженных частиц, бомбардирующие атмосферу Земли из космоса, являются галактическими космическими лучами (ПКЛ). При взаимодействиях ядер с частицами атмосферы порождаются широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Излучение Вавилова-Черенкова (черенковский свет) ШАЛ может быть зарегистрировано прямым путем наземными установками или непрямые измерения. Последний метод подразумевает регистрацию отраженного от снега черенковского света [1]. Серия телескопов типа СФЕРА [2] регистрирует ЧС ШАЛ подобным методом, и восстановление направления первичной частицы является одним из этапов обработки результатов эксперимента.

Данная работа посвящена разработке алгоритма определения направления прихода ШАЛ на массиве моделированных событий. Черенковский свет ШАЛ генерировался пакетом CORSIKA [3], а пространственно-временные распределения отраженного света получены с помощью Geant4. Анализ проводится для телескопа СФЕРА-2 [4-6]. Смоделированы события ливней для двух высот телескопа (500 м и 900 м), двух энергий (10 ПэВ и 30 ПэВ) и разных первичных космических частиц. В телескопе СФЕРА-2 черенковский свет регистрируется мозаикой из 109 ФЭУ.

Определение направления фронта проводится методом наименьших квадратов (МНК), с помощью которого определяются параметры фронта. В функцию МНК закладывается уравнение фронта в виде  $a_0 + a_1 R + a_2 R^2$ , где  $R$  – расстояние оси ливня до оптического детектора в системе ливня, которое зависит от направления прихода ( $\theta$ ,  $\phi$ ),  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  – параметры фронта, которые следует определить.

$$R = \sqrt{(x')^2 + (y')^2}$$

где  $x' = \cos \theta \cos \phi (x - x_0) + \cos \theta \sin \phi (y - y_0)$ ,  $y' = -\sin \phi (x - x_0) + \cos \theta (y - y_0)$ ;  $x$ ,  $y$  – пространственные координаты фронта,  $x_0$ ,  $y_0$  – ось ливня, которая определяется по ФЭУ с максимальным числом фотонов черенковского света.

На рисунке 1 представлены распределения ошибок определения направления для разных высот, энергий и ядер.

На втором этапе обрабатываются аналогичные образы с добавлением фона ночного неба, который искажает сигнал черенковского света. Результаты ухудшаются на 1-3° в зависимости от высоты и энергии.



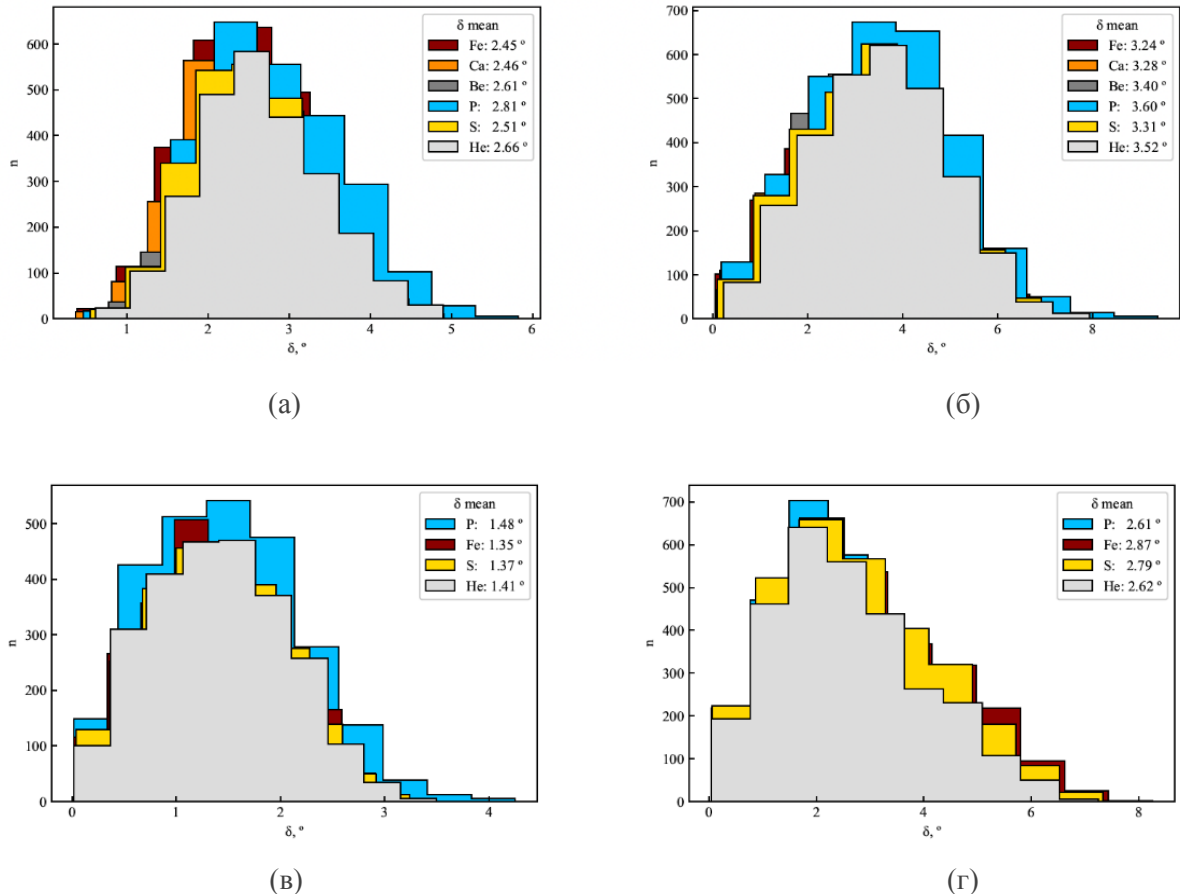


Рис. 1 Распределение ошибок для высоты 500 м (а и в), и 900 м (б, и г); для энергии 10 ПэВ (а и б), и 30 ПэВ (в и г) для разных ядер

1. C. Castagnoli, G.Navarra, C.Morello / Detection of EAS Cherenkov light reflected from mountain snow. // In Proceedings of 17th International Cosmic Ray Conference. Paris, 1981. 6, P. 103.
2. Д.В Чернов, Р.А Антонов, Т.В Аулова и др. / Регистрация отражённого черенковского света ШАЛ в эксперименте СФЕРА как метод изучения космических лучей сверхвысоких энергий. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 46, No 1. 115.(2015).
3. D. Heck, Pierog / T. CORSIKA User's Guide. // Karlsruhe Institut fur technologie. 2011.
4. R.A. Antonov, E.A. Bonvech, D.V. Chernov / The SPHERE-2 detector for observation of extensive air showers in 1 PeV – 1 EeV energy range. // Astroparticle physics (2020), vol 121.
5. I. Vaiman., D. Chernov., D. Podgrudkov, E. Bonvech, V. Galkin et al. / A drone-borne installation for studying the composition of cosmic rays in the range of 1-1000 PeV by registering the reflected Cherenkov light of EAS. // Proceedings of Science. 395, 2021.
6. R.A Antonov., S.P Beschapov., E.A Bonvech., D.V. Chernov, T.A. Dzhatdov et al. / Results on the primary CR spectrum and composition reconstructed with the SPHERE-2 detector. // Journal of Physics: Conference Series. England, 2013. 409

## ШКОЛЬНЫЙ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ПРИБОР МАДИЗ ДЛЯ СПУТНИКА АЛЬТАИР

И. А. Золотарев<sup>1</sup>, Ю.Н. Дементьев<sup>1</sup>, Г.А. Куприянов<sup>1</sup>, Г. И. Антонюк<sup>1</sup>, П. В. Седых<sup>1</sup>, Н. П. Чирская<sup>1</sup>, А. М. Садыков<sup>1</sup>, Е.Ю. Горбач, А.Н. Ефимкин, И.А. Семенова, Д. А. Тимохин, В. А. Фокин, М. Д. Иогансен, В. И. Оседло<sup>1</sup>

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

E-mail: zolotarev@sinp.msu.ru

Прибор МАДИЗ это матричный детектор излучения для спутника формата кубсат Альтаир. Прибор МАДИЗ в первую очередь образовательный проект, предназначенный для развития навыков разработки аппаратуры для космических аппаратов школьников и студентов. МАДИЗ позволяет регистрировать потоки частиц космического излучения в околоземном пространстве. В качестве детекторов частиц используются стандартные CMOS сенсоры для микрокомпьютеров imx477 с размером сенсора 7.564 x 5.476 мм. Размеры одного пикселя составляют 1.55 мкм x 1.55 мкм, таким образом треки от энергичных частиц имеют размеры от одного пикселя до сотен пикселей.

Прибор одновременно производит экспозицию двух чувствительных матриц. После сохранения кадров они передаются на обработку алгоритму поиска засвеченных частицами пикселей. Алгоритм бинаризирует изображение, отсекая шумы по заданному пороговому значению, которое было подобрано для используемых матриц и может быть скорректировано по результатам летных испытаний. Далее на подготовленном изображении производится поиск групп засвеченных пикселей, а потом производится поиск длинных треков с помощью PCA метода.

На рис. 1 показана детекторная сборка из двух плат с CMOS матрицами, направленными друг к другу чувствительными поверхностями. Платы разделены коллимирующей вставкой и закрыты от света корпусом из алюминия, толщиной 0,5 мм, с выборкой до 0,2 мм около матрицы.

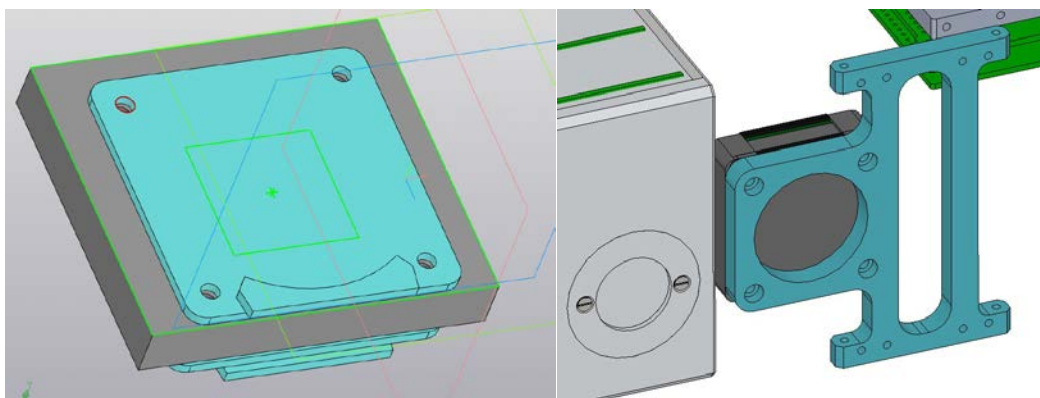


Рис. 1. Детекторный блок прибора МАДИЗ – сборка из двух CMOS матриц.

Исходные коды алгоритмов обработки МАДИЗ находятся в доступе по адресу:  
<https://github.com/lightweave/madiz>

# ФУНКЦИИ СВЯЗИ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН ДЛЯ АНАЛИЗА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ

П. А. Сухова, И. И. Астапов, Н. С. Барбашина, П. С. Кузьменкова, Ю. Н. Мишутина

*Национальный исследовательский ядерный университет 'МИФИ', Москва, Россия*

E-mail: PASukhova@mephi.ru

Неотъемлемой частью исследований Форбуш-понижений является анализ их энергетических спектров [1]. В свою очередь, основным инструментом при исследовании энергетических характеристик различных модуляционных явлений в потоке космических лучей является метод функций связи, позволяющий определить относительный вклад первичных космических лучей с различными энергиями в скорость счета, наблюдаемую наземным детектором. Цель настоящей работы – расчет функций связи мюонного годоскопа УРАГАН [2] и разработка метода определения характеристик спектра Форбуш-понижений.

Функция связи детектора  $W$  зависит от спектра первичных частиц  $J$ , интегральной кратности генерации вторичных частиц  $m$ , и эффективной площади детектора  $S$ :

$$W(E) = \frac{\int_{\Omega} J(E) \cdot m(E, \theta) \cdot S(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{E_{min}}^{\infty} dE \int_{\Omega} J(E) \cdot m(E, \theta) \cdot S(\theta, \varphi) d\Omega}$$

где  $E$  – полная энергия первичной частицы,  $E_{min}$  – пороговая энергия, определяемая жесткостью геомагнитного обрезания,  $\theta, \varphi, \Omega$  – зенитный, азимутальный и телесный угол. Кратность генерации мюонов определялась в программном комплексе CORSIKA с использованием моделей FLUKA и QGSJET II-04 для потока первичных протонов в интервале энергий от 3 до 5000 ГэВ.

Мюонный годоскоп УРАГАН – это координатно-трековый детектор, регистрирующий мюоны космических лучей в диапазоне зенитных углов от 0 до 80° с точностью до 1°. Рассматривая отдельные диапазоны зенитных углов с приблизительно равной статистикой как независимые детекторы, можно охарактеризовать их определенной эффективной энергией [1] первичных частиц  $E_{eff}$ :

$$E_{eff} = \frac{\int_{E_{min}}^{\infty} E^{-\gamma+1} W(E) dE}{\int_{E_{min}}^{\infty} E^{-\gamma} W(E) dE}, \quad \forall \gamma \in (0, 2].$$

где  $\gamma$  – показатель степенного энергетического спектра космических лучей. Во время Форбуш-эффектов для каждого часа строилась зависимость вариаций скорости счета в различных диапазонах зенитных углов от эффективных энергий. Зависимости аппроксимировались степенной функцией, после чего методом наименьших квадратов определялось оптимальное значение показателя спектра. Также в работе реализован метод, сопоставляющий наблюдаемые и ожидаемые вариации на детекторе, рассчитанные с помощью функций связи, и проведено сравнение с методом эффективных энергий.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект № FSWU-2023-0086).

1. А. И. Ключева, А. В. Белов, Е. А. Ерошенко. Особенности жесткого спектра эффектов Форбуш//Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т.57. С. 195–207.
2. N. S. Barbashina, R. P. Kokoulin и K. G. Kompaniets. The URAGAN wide-aperture large-area muon hodoscope// Instruments and Experimental Techniques, V. 51. 2008. P.180.
3. L. I. Dorman. Cosmic ray variations and space weather//Physics-Uspekh. Т. 53. 2010. P. 496.

# РАСЧЕТ ПРИЕМНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН

П. С. Кузьменкова, П. А. Сухова, И. И. Астапов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
Москва, Россия,*

E-mail: pskuzmenkova@mephi.ru

Вариации космических лучей, наблюдаемые наземными детекторами, включают вариации внеземного, магнитосферного, атмосферного, а также случайные флуктуации. Для приложений физики солнечно-земных связей критически важно надежное выделение вариацией внеземного происхождения [1]. Метод приемных коэффициентов позволяет определить анизотропию космических лучей за пределами магнитосферы и является объединением трех методов: функций связи [2], расчета траекторий частиц в магнитном поле Земли [3] и сферического анализа. Функция связи детектора  $W(R)$ , показывающая относительный вклад вариаций первичного спектра в интервале  $R, R + dR$  в наблюдаемую скорость счета, определялась как:

$$W(R) = \int_{\Omega} \frac{J_0(R) \cdot m_{\mu}(R, \theta) \cdot S(\theta, \varphi)}{N_0} d\Omega$$

где  $J_0(R)$  – дифференциальный спектр первичных частиц,  $m_{\mu}(R, \theta)$  – кратность генерации мюонов,  $S(\theta, \varphi)$  – эффективная площадь установки,  $\theta, \varphi, \Omega$  – зенитный, азимутальный и телесный углы соответственно. Знаменатель  $N_0$  удобно выбрать из условия нормировки  $\int_{R_c}^{\infty} W(R) dR = 1$  или как среднюю скорость счета детектора за некоторый период, например, в минимум солнечной активности. Также в литературе [2] часто используется ненормированная функция связи – функция отклика  $\bar{W}(R)$ , имеющая тот же физический смысл, но для абсолютной скорости счета. Приемный коэффициент  $k$ -й составляющей в гармоническом разложении рассчитывался согласно выражению:

$$V_k = \frac{\int_{R_c}^{\infty} \int_{\Omega} F_k(\Phi(\theta, \varphi, R), \Psi(\theta, \varphi, R)) \cdot f_n(R, \beta) \cdot J_0(R) \cdot \bar{W}(R, \theta) d\Omega dR}{\int_{R_c}^{\infty} \int_{\Omega} \bar{W}(R, \theta) d\Omega dR}$$

где  $\Phi$  и  $\Psi$  – асимптотические широта и долгота,  $f_n(R, \beta)$  – спектральная функция  $n$ -й гармоники, а для  $F_k(\Phi(\theta, \varphi, R), \Psi(\theta, \varphi, R))$  справедливо:

$$F_k(\Phi(\theta, \varphi, R), \Psi(\theta, \varphi, R)) = \begin{cases} 1, & k = 0 \\ \sin \Phi, & k = 1 \\ \cos \Phi \cos \Psi, & k = 2 \\ \cos \Phi \sin \Phi, & k = 3 \\ \dots & \dots \end{cases}$$

В работе представлены предварительные результаты расчета приемных коэффициентов мюонного годоскопа УРАГАН [4] – координатно-трекового детектора, регистрирующего мюоны космических лучей в диапазоне зенитных углов от  $0$  до  $80^\circ$  с точностью до  $1^\circ$ . Особое внимание уделяется верификации функции отклика мюонного годоскопа по экспериментальным спектрам первичных протонов, измеренных на установках AMS-02 [5] и CALET [6]. Обсуждается сравнение полученных мюонных данных с результатами метода глобальной съемки для сети нейтронных мониторов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда № 20-72-10170.

1. A. Belov et al. The Global Survey Method Applied to Ground-level Cosmic Ray Measurements // *Solar Physics*. 2018. V. 293, 68.
2. J.M. Clem, L.I. Dorman. Neutron monitor response functions // *Space Science Reviews*. 2000. V. 93. P. 335-359.
3. D. F. Smart, M. A. Shea, E.O. Flückiger. Magnetospheric models and trajectory computations // *Space Science Reviews*. 2000. V. 93. P. 305-333.
4. N.S. Barbashina et al. The URAGAN wide-aperture large-area muon hodoscope // *Instruments and Experimental Techniques*. 2008, V. 51. I. 2. P. 180-186.
5. M. Aguilar et al. (AMS Collaboration). Periodicities in the Daily Proton Fluxes from 2011 to 2019 Measured by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station from 1 to 100 GV // *Physical Review Letters*. 2021. V. 127, 271102.
6. O. Adriani et al. (CALET Collaboration). Direct Measurement of the Cosmic-Ray Proton Spectrum from 50 GeV to 10 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station // *Physical Review Letters*. 2019. V. 122, 181102.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ТУС**

А.В. Блинов, М.В. Лаврова, А.А. Гринюк, Л.Г. Ткачев

*Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

E-mail: sashblinov1998@yandex.ru

Эксперимент ТУС стал первым детектором, измерившим флуоресцентное и черенковское излучение широких атмосферных ливней (ШАЛ) в атмосфере Земли с космической орбиты. Основной целью этого эксперимента был поиск и изучение космических лучей сверхвысоких энергий с энергиями  $E > 70$  Ээв. Детектор ТУС зарегистрировал ряд необычных событий, аномальность которых заключается в большом количестве активных пикселей. Чтобы прояснить природу этих событий, был проведён детальный анализ и представлены предварительные результаты. Были рассмотрены различные варианты природы этих событий: космологические гамма-всплески, синхротронное излучение галактических электронов в геомагнитном поле Земли, а также отражение от солнечных панелей спутника флуоресцентного и черенковского света от внеапертурных ШАЛ, сопровождающихся молниями в атмосфере Земли.

# РЕЗУЛЬТАТЫ ЛЕТНЫХ ИСПЫТАНИЙ МНОГОСЛОЙНЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРОНОВ НА МАЛЫХ СПУТНИКАХ КЛАССА КУБСАТ

И. А. Кучеренко

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

E-mail: kucherenko.ia18@physics.msu.ru

В рамках космической программы МГУ в июне 2023 г. были запущены малые космические аппараты с полезной нагрузкой, разработанной в НИИЯФ МГУ: 6U кубсат Авион и 3U кубсаты Монитор -2,3,4, Sirius-SINP-3U, UTMN2. Эти спутники предназначены для исследования космических гамма-всплесков, высыпаний электронов и Солнечных вспышек. Каждый из них был оснащен одним или несколькими приборами ДеКоР, предназначенных для изучения временных и спектральных характеристик околоземных электронов и гамма-излучения. Запуск приборов одновременно на нескольких спутниках позволяет проводить сравнительный анализ данных для разделения пространственных и временных эффектов. Также это дает возможность отработки методики путем триангуляции установить откуда к нам пришел сигнал из космоса.

Детекторы, установленные на перечисленных выше спутниках, являются улучшенными версиями своих прототипов, работавших на спутниках ВДНХ-80, Декарт и др. В частности, прибор ДеКоР-2 имеет увеличенную до  $64\text{см}^2$  площадь для повышения чувствительности и улучшению временного разрешения прибора при наблюдении за гамма-всплесками. В качестве фотоприемников в этих приборах используются SiPM вместо традиционных ФЭУ.

О детекторах:

Составной сцинтилляционный детектор, состоящий из пластикового сцинтиллятора толщиной 3 мм и CsI(Tl) толщиной 9 мм просматривается сборкой кремниевых фотоумножителей (SiPM). Использование комбинации пластикового сцинтиллятора, с которым гамма-кванты практически не взаимодействуют, и кристалла, имеющего высокую эффективность регистрации гамма-квантов, обеспечивает раздельное детектирование гамма-излучения и электронов в диапазоне энергосодержания от 20 кэВ до 1 МэВ. Это позволяет различать случаи роста показаний, вызванные космическими гамма-всплесками и высыпаниями электронов, что очень важно при проведении эксперимента по изучению гамма-всплесков на полярной орбите.

В отличие от ФЭУ SiPM крайне чувствительны к температуре, а потому для приборов, на которых они установлены, следует проводить дополнительные летные испытания с целью корректировки коэффициента усиления SiPM путём подбора напряжения смещения, подаваемого на них. Это можно сделать стандартным методом калибровки по электронам. На земле прибор калибрует бета источником (в нашем случае использовался Sr-90), поэтому у него ярко выражены события в пластике.

На рис. 1 верхняя линия — это события в кристалле, нижняя — в пластике. Начиная с определенного момента можно наблюдать излом нижней линии, который объясняется тем, что высокоэнергичные электроны (более 1МэВ) проходят насквозь пластик и полностью останавливаются уже только в кристалле. Можно посчитать расстояние от «нуля» (места, где обе линии соединяются в одной точке) до места излома, а затем провести аналогичную процедуру для этого же прибора, анализируя подобную диаграмму, полученную в полете при прохождении внешнего радиационного пояса. Эти расстояния будут отличаться друг

от друга из-за различия температур в космосе и на Земле. Их отношение и будет коэффициентом, показывающий во сколько раз изменилось усиление SiPM и, соответственно, во сколько раз надо растянуть калибровочные линии.

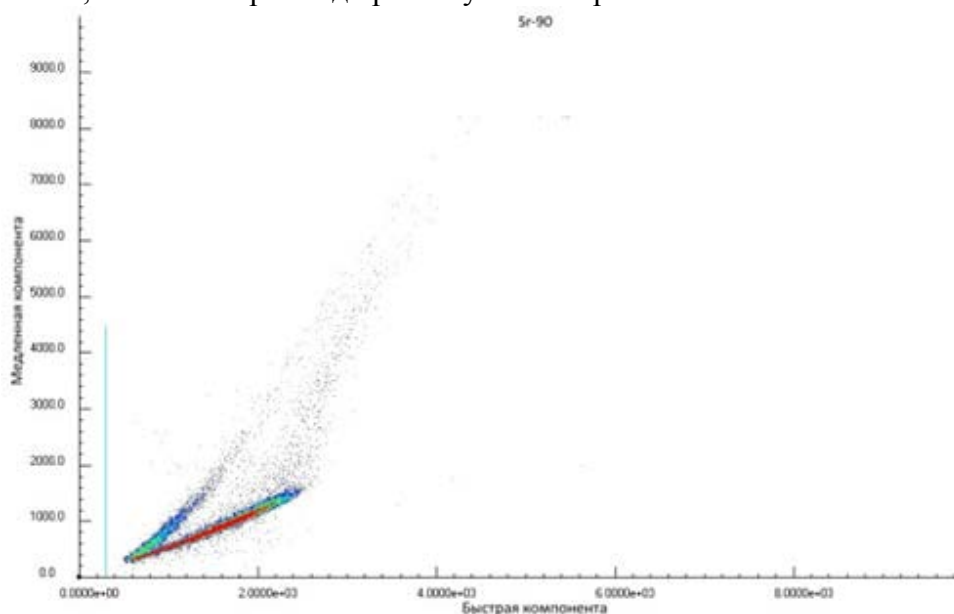


Рис. 1. Пример 2D диаграммы для Sr-90.

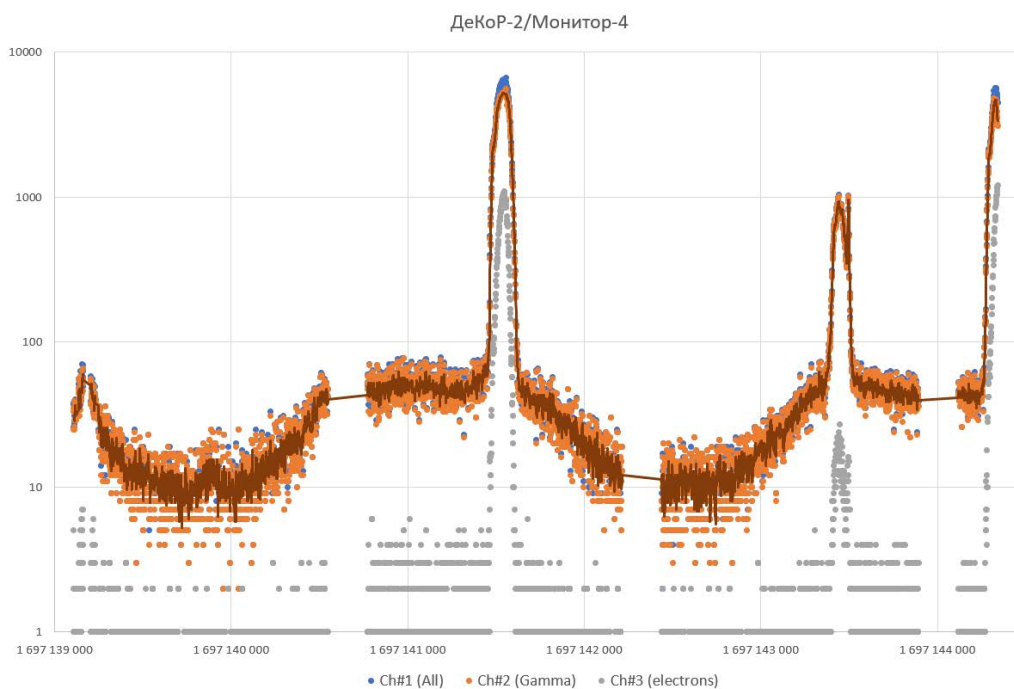


Рис. 2. Широтный ход с Декора-2 на спутнике Монитор-4.

После запуска спутников, перечисленных выше, было обнаружено, что температура на борту близка к 0°C, что примерно на 20°C ниже, чем в ходе калибровок в лаборатории. При столь низких температурах SiPM имеют в несколько раз больший коэффициент усиления. Для обеспечения штатной работы прибора пришлось с помощью команд, поданных с Земли, снизить напряжение смещения SiPM примерно на 2В. На рис. 2 можно видеть пример работы прибора ДеКоР-2 на одном из спутников после проведения этой дополнительной подстройки. На рисунке видны вариации, характерные для наблюдений на низкой полярной орбите, что свидетельствует о нормальной работе прибора.



# МЕТОД КОЛЛЕКТИВНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ В СТАТИСТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ШАЛ

В. В. Учайкин

Ульяновский государственный университет,  
Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия,

E-mail: vuchaikin@gmail.com

Две линии развития методологии моделирования широких атмосферных ливней сосуществовали несколько десятилетий, как бы соревнуясь друг с другом. Одна из них стремилась максимальным образом вовлечь в процесс моделирования все подробности на всех уровнях (автор помнит дискуссии со специалистами из ФИАНа (А.М. Дунаевский и др.) всерьез замышлявшими включить в ШАЛ-код КХД подпрограмму, чтобы уж полностью учесть *всё*. С другой стороны, некоторые аспекты ШАЛ легко интерпретировались в терминах таких параметров, как коэффициенты неупругости и множественности, названных тогда В.С. Мурзиным *эвентуальными*. Название, к сожалению, не прижилось. Однако, вот парадокс: в настоящее время, когда информационные потоки с БАКа и заатмосферных установок осветили уже большую часть того, что скрывалось тогда от нашего взора, вдруг вновь появилась тяга к созданию *гибридных моделей* [1-5], основанных не на многочастичных распределениях (в подражание ББГКИ-концепции), а на сокращенном наборе переменных, которые сегодня уместно назвать *коллективными*. Именно таковыми являлись полузабытые ныне эвентуальные переменные, единственным отличием которых от всем известных ныне динамических коллективных переменных является их *стохастичность* с вытекающими из нее флуктуациями и корреляциями, но уже не межчастичными, а межпараметрическими. Много лет назад автору с коллегами удалось реализовать один из вариантов этой идеи в расчетах, описанных в книге [6], но, по известным причинам, тогда было не до нее...

Впрочем, в начале 90-х мне все же обсудить ее с Борисом Саркисовичем, знакомством с которым побаловала меня судьба, и с самыми теплыми воспоминаниями об этом замечательном человеке я готовлю этот доклад для молодежи, к которой он был так неравнодушен! Он как раз и дал мне совет написать отдельную работу по этому поводу, который я сейчас и исполняю.

1. Alvarez-Muniz J. et al. Hybrid simulations of extensive air showers //Physical Review D. – 2002. – Т. 66. – №. 3. – С. 033011.
2. Knapp J. et al. Extensive air shower simulations at the highest energies //Astroparticle Physics. – 2003. – Т. 19. – №. 1. – С. 77-99
3. Bergmann T. et al. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation //Astroparticle Physics. – 2007. – Т. 26. – №. 6. – С. 420-432.
4. Pierog T., Werner K. Muon production in extended air shower simulations //Phys. Rev. Lett. – 2008. – Т. 101, 171101
5. Stokes B. T. et al. Dethinning extensive air shower simulations //Astroparticle Physics. – 2012. – Т. 35. – №. 11. – С. 759-766.
6. Учайкин. В.В., Рыжов В.В. Стохастическая теория переноса частиц высоких энергий. – 1988, Новосибирск, Наука, Сибирское отделение.

Секция: Воздействие ионизирующих  
излучений на материалы  
и космическую технику

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОРАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ С РАДИАЦИОННО-ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИКА

В. В. Валиуллин, А. Б. Надирадзе

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
Институт №2 «Авиационные, ракетные двигатели и энергетические установки», Москва,  
Россия,*

E-mail: vvvaliullin@mai.education

Одним из опасных и нежелательных факторов, действующих на космический аппарат (КА) на околоземных орбитах, является электризация его внешних поверхностей [1]. Электризация разнородных по свойствам материалов приводит к их дифференциальному зарядению и, как следствие, к пробойным явлениям в виде электростатических разрядов (ЭСР). По данным [2] треть нештатных случаев выхода из строя КА связана с процессами электризации. В основном, причиной аномалий являются помехи по цепям питания или, в случае достаточно мощных разрядов – выход из строя электронных компонентов КА. Однако многочисленные ЭСР могут приводить к деградации свойств материалов функциональных поверхностей КА, что так же негативно сказывается на работе КА.

Усиление деградации свойств материалов под действием ЭСР, может возникать из-за воздействия низкотемпературной плазмы, генерируемой при работе электроракетных двигателей (ЭРД). Такая плазма интенсивно взаимодействует с заряженной поверхностью диэлектрика и может инициировать в нем электро-разрядные процессы.

В связи с этим, целью данной работы было численное исследование процессов взаимодействия низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрических материалов. Использована разработанная ранее конденсаторная модель взаимодействия низкотемпературной плазмы ЭРД с радиационно-заряженной диэлектрической поверхностью КА. Данная модель состоит из двух основных процессов: радиационного накопления заряда в объеме диэлектрика и компенсации потенциала поверхности под действием низкотемпературной плазмы. Данные процессы сопровождаются эмиссией вторичных электронов с поверхности и генерацией дырок в диэлектрике. Оценка потоков низкотемпературной плазмы на заряженную поверхность диэлектрика производится в рамках зондовой теории.

Численно исследовано многократное циклическое воздействие на диэлектрик потоков моноэнергетических электронов и потоков ионов низкотемпературной плазмы. Такая ситуация реализуется в лабораторных условиях и может быть использована для исследования процессов компенсации заряда. Сравнение кинетики радиационного заряжения диэлектрика до и после взаимодействия с ионами низкотемпературной плазмы показало незначительное отличие, что может быть связано с сохранением зарядов на ловушках диэлектрика.

1. Л.С. Новиков и др. Модель космоса: научно-информационное издание: в 2 томах / под редакцией Новикова Л.С. Том 2. – 8-е издание. – М: Книжный дом Университет, 2007.

2. M. Cho, T. Kitamura, T. Ose, H. Masui, K. Toyoda. Statistical Number of Primary Discharges Required for Solar Array Secondary-Arc Tests // Journal of Spacecraft and Rockets. 2009. V. 46. N 2. P 438-448. DOI: 10.2514/1.37798

# РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Д. Е. Костомаха

Воронежский Государственный Университет, Воронеж, Россия

E-mail: danilkostomaha@gmail.com,

Нитрид галлиевые (Далее – GaN) структуры давно стали интересовать как исследователей, так и исполнителей полупроводниковых приборов. Гетероструктуры на основе GaN обеспечивают электронным приборам на их основе оптические, мощностные и частотные характеристики, позволяющие применять их в разных областях полупроводниковой электроники. Так же GaN структуры показали, что они более стойкие к воздействию ионизирующего и нейтронного излучения, в отличии от структур на основе кремния (б). В данной работе проводится исследование следующих образцов, представленные в таблице.

Таблица 1. Исследуемые образцы.

№	Подложка	Буферный слой	Основной слой	T °С, осаждения	Толщина h
1	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AlN – h~150 nm	GaN	1050	~ 5 mkm
2	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (11-20), Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (10-12)	AlN – h~300 nm	GaN	1034	~3 -5 mkm
3	SiC/Si (111) -4 °	-	AlGaN	1033	~ 6 mkm
4	AlN/Si(111)	-	AlGaN	1033	~ 6 mkm
5	AlGaN/ Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (11-20)	-	AlN	982	~ 5 mkm
6	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AlN/AlGaN – h~2 mkm	GaN	987	~ 1 mkm
7	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (11-20)	AlN – h~200 nm	AlGaN	1036	~5 mkm
8	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (11-20) Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (10-12)	AlN – h~200 nm	GaN	1034	~ 4 mkm

Проведение испытаний электронных изделий необходимо для контроля их качества, так и для прогнозирования надежности. Как показывают эксперименты с разными видами излучения, GaN структуры могут работать в более тяжелых условиях (1,3,4). Задача данной работы — это увидеть фундаментальные закономерности изменений в эпитаксиальных структурах GaN под воздействием тяжелых заряженных частиц и протонов, влияние больших доз облучения рентгеновским и гамма-излучением, так же это влияние потоков нейтронного облучения.

Первый этап: проведение нейтронного облучения образцов, получение вольтамперных характеристик (ВАХ) и зависимости ЭДС Холла в полупроводниках от концентрации и подвижности носителей заряда.

Второй этап: облучение образцов тяжелыми заряженными частицами, получения ВАХ и зависимости ЭДС Холла в полупроводниках от концентрации и подвижности носителей заряда, структурный анализ.

Третий этап: облучение образцов рентгеновским, гамма – излучением, получения ВАХ характеристик и зависимости ЭДС Холла в полупроводниках от концентрации и подвижности носителей заряда, получение зависимости времени релаксации от поглощенной дозы.

1. P. Hazdra et al., Radiation resistance of wide-bandgap semiconductor power transistors // *Phys. Status Solidi A* 1-8 (2016).
2. S. J. Pearton et al 2016 *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 5 Q35.
3. A.Y. Polyakov Radiation effects in GaN materials and devices // *Journal of Materials Chemistry C* 1(5):877-887 (J 2013).
4. M. P. Khanal et al., Impact of 100 keV proton irradiation on electronic and optical properties of AlGaN/ GaN high electron mobility transistors (HEMTs) // *J. Appl. Phys.* 124, 215702 (2018).
5. I. Zahabul, et al., Heavy ion irradiation effects on GaN/AlGaN high electron mobility transistor failure at off-state // *Microelectronics Reliability* 102 (2019) 113493.
6. S. Pradeep, et al., Effect of gamma irradiation on AlInGaN/AlN/GaN heterostructures grown by MOCVD // *Superlattices and Microstructures* 120 (2018) 40-47

# СИНТЕЗ ДИБОРИДА ХРОМА БЕЗВАКУМНЫМ ЭЛЕКТРОДУГОВЫМ МЕТОДОМ

Д. Е. Стовец<sup>1</sup>, П. В. Поваляев<sup>2</sup>, А. Я. Пак<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Томский политехнический университет, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

<sup>2</sup>Томский политехнический университет, Инженерная школа энергетики, Томск, Россия

E-mail: des30@tpu.ru

Динамичное развитие многих отраслей промышленности и технологий повышает спрос на материалы, обладающих уникальными физическими и химическими характеристиками. К примеру, бориды металлов переходной группы, среди которых можно выделить соединения системы Cr-B. [1] Наиболее стабильным соединением в данной системе является соединение CrB<sub>2</sub>. Диборид хрома обладает высокой твёрдостью (20 ГПа), температурой плавления (~ 2200 °С), радиационной стойкостью, стойкостью к окислению и коррозии. Также для диборида хрома характерны высокие показатели тепло- и электропроводности. Такой широкий спектр свойств данного соединения обеспечивает применение CrB<sub>2</sub> во многих отраслях промышленности [2,3].

На основе диборида хрома возможно создание композитных материалов типа W<sub>4</sub>C/CrB<sub>2</sub>, такие материалы сочетают в себе высокую твердость и трещиностойкость. Области применения таких композитов являются ядерная энергетика и аэрокосмическая отрасль (изготовление сопел ракет). Данные композиты по твердости сравнимы с изделиями из беспористого горячепрессованного карбида бора, процесс получения которых включает в себя большие временные и энергетические затраты. Использование диборида хрома в качестве спекающей добавки при получении горячепрессованных изделий из диборида титана позволяет повысить плотность образца и их стойкость к окислению, что объясняется образованием сплошной защитной пленки из бората хрома CrBO<sub>3</sub>.

Из основных методов синтеза диборида хрома можно выделить следующие методы: боротермическое восстановление, осаждение из парогазовой фазы и синтез в низкотемпературной плазме в условиях вакуума [4,5]. Главным недостатком существующих методов является реализация процесса синтеза в защитной среде (вакуум/инертный газ) для создания которой требуется использование специализированного оборудования, что увеличивает стоимость и длительность процесса. В свою очередь, синтез боридов хрома методом осаждения из парогазовой фазы предполагает использование горючих газов и при завершении реакция происходит выделение токсичного цианистого водорода [6].

В данной работе приведено исследование по синтезу диборида хрома в атмосферной плазме дугового разряда постоянного тока [7]. Основным преимуществом данного способа синтеза, относительно вышеперечисленных, является возможность его реализации в открытой воздушной среде и малое время реализации одного рабочего цикла, снижение времени реакции достигается за счет формирования высоких температур в реакционной зоне при горении дугового разряда.

Электродуговой реактор включает в себя два основных модуля: источник постоянного тока (ИПТ), использующийся для генерации дугового разряда, и разрядный контур. Разрядный контур реактора представляет собой использование двух графитовых тиглей (катод) и графитового электрода (анод). Инициация дугового разряда происходит в полости графитового тигля путём перемещения электрода вдоль оси тигля (катода). Принцип работы и устройство реактора представлен в предыдущих исследованиях научной группы [7].

На рисунке 1 представлена картина рентгеновской дифракции образцов, полученных

по ходу серии экспериментов на лабораторном электродуговом реакторе постоянного тока. Эксперименты проводились в оптимальном режиме работы установки (сила тока - 200 А, время – 60 с, соотношение исходных компонентов Cr:B = 1:2,55). На картинах рентгеновской дифракции идентифицированы высокоинтенсивные максимумы диборида хрома, таким образом реализация процесса синтеза CrB<sub>2</sub> безвакуумным электродуговым методом возможна. Отсутствие оксидных соединений и примесей в составе конечного продукта синтеза свидетельствуют об отсутствии кислорода в зоне реакции, а также протекании полной реакции между исходными компонентами.

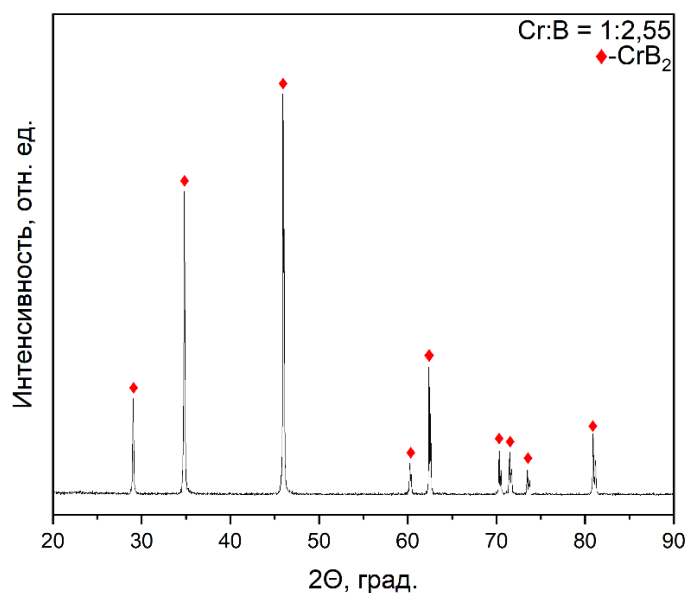


Рисунок 1. Картина рентгеновской дифракции продукта синтеза.

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWW-2022-0018).

1. Yamada S., Hirao K., Yamauchi Y., Kanzaki S. Mechanical and electrical properties of B4 C–CrB<sub>2</sub> ceramics fabricated by liquid phase sintering // *Ceramics International*. 2003. Vol. 29. No. 3. P. 299–304.
2. Murthy T.S.R.Ch., Sonber J.K., Subramanian C., Fotedar R.K., Gonal M.R., Suri A.K. Effect of CrB<sub>2</sub> addition on densification, properties and oxidation resistance of TiB<sub>2</sub> // *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*. 2009. Vol. 27. No. 6. P. 976–984.
3. Obabkov N.V., Sorokin V.G., Guzanov B.N., Beketov A.R., Svistunov V.V., Shurygin V.S. Temperature-resistant wear-resisting coatings with chromium borides. In: *High-Temperature Material Protection*. Leningrad: Nauka, 1981, pp. 159–163.
4. Sonber J.K., Murthy T.S.R.Ch., Subramanian C., Kumar S., Fotedar R.K., Suri A.K., Investigation on synthesis, pressureless sintering and hot pressing of chromium diboride // *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*. 2009. Vol. 27. No. 5. P. 912–918.
5. Крутский Ю.Л., Дюкова К.Д., Баннов А.Г., Соколов В.В., Пичугин А.Ю., Максимовский Е.А., Ухина А.В., Крутская Т.М., Попов М.В., Нецкина О.В. Синтез высокодисперсного порошка диборида хрома с использованием нановолокнистого углерода // *Перспективные материалы*. 2015. № 3. С. 55–61
6. Saburov V.P., Cherepanov A.N., Zhukov M.F., Galevskii G.V., Krushenko G.G., Borisov V.T. Plasma-Chemical Synthesis of Ultrafine Powders and their Use for Metals and Alloys Modification. Novosibirsk: Nauka, 1995, 344 p
7. Васильева Ю.З., Поваляев П.В., Корчагина А.П., Янковский С.А., Пак А.Я. Синтез порошка карбида гафния в атмосферной дуговой плазме // *Журнал технической физики*. 2023. Т. 93, № 6. С. 769–776. DOI: 10.21883/JTF.2023.06.55601.244-22

# ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ НА ПОТЕРЮ МАССЫ ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА И ОСАЖДЕНИЕ ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРОДУКТОВ НА ОПТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. А. Басов

Акционерное общество «Композит», г. Королев Московской области

E-mail: slavabas@list.ru

В условиях эксплуатации космические аппараты (КА) подвергаются воздействию факторов космического пространства (ФКП) [1-3], которые разделяются на первичные и индуцированные факторы. К первичным факторам космического пространства относятся (ФКП): вакуум, потоки заряженных и нейтральных частиц различных энергий, солнечное излучение и др. К числу важнейших индуцированных факторов, вызывающих ухудшение характеристик материалов поверхности КА и открытых элементов аппаратуры и приводящих в конечном итоге к снижению надежности и сокращению срока службы бортовых систем КА относится собственная внешняя атмосфера (СВА) [2], электростатические разряды, обусловленные накоплением объемного заряда в диэлектрических материалах под действием на них заряженных частиц [4], [5]. Воздействие излучений космического пространства (КП) на используемые на КА полимерные композиционные материалы (ПКМ) может привести к увеличению скорости их газовой выделению, связанному с частичным фотолизом и радиолизом его органической составляющей, и, в дальнейшем, с диффузией и термической десорбцией образовавшихся летучих продуктов.

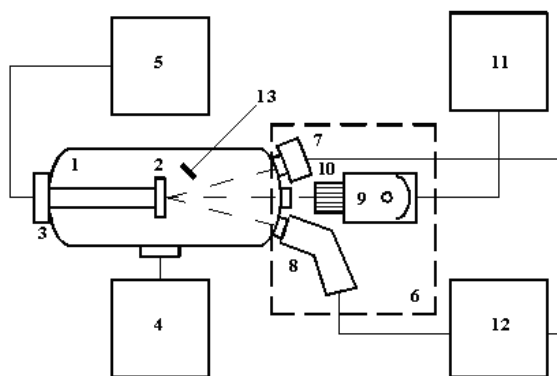


Рис. 1. Схема автоматизированного стенда УВ-1/2: вакуумная камера (1); измерительный столик (2); термостат (3); система вакуумной откачки и контроля вакуума (4); блок измерений (5); блок имитаторов космического пространства (6); электронный ускоритель (7); протонный ускоритель (8); имитатор концентрированного солнечного излучения (9); формирующее оптическое устройство (10); блок управления имитатором солнечного излучения (11); блок управления ускорителями (12); источник ЛВ (13) – образец ПКМ.

Поэтому в работе основное внимание уделено расчетно-экспериментальным исследованиям влияния излучений на динамику потери массы материалов покрытий КА и на осаждение их продуктов газовой выделению на чувствительных к загрязнениям поверхностях КА. В качестве источника летучих веществ имитирующих продукты СВА выбраны образцы полимерных композиционных материалов (ПКМ) ЭКОМ-1 и ЭКОМ-2, а в качестве чувствительной поверхности отражающий элемент (ОЭ) терморадияторов КА. Эксперименты по определению кинетики потери массы образцов проводились на установке «Весы», а исследования влияния электронного и УФ-излучения на осаждение



продуктов газовой выделения ПКМ на образцах ОЭ проводились в вакуумной камере стенда «УВ-1/2» и (АО «Композит»), схема которого приведена на рис. 1.

Образцы ОЭ прикреплялись к охлаждаемому измерительному столику (поз. 2 на схеме), а источник летучих веществ (ЛВ) (поз. 13 на схеме) диаметром 200 мм нагревали до 100 °С. В первой серии экспериментов на ОЭ воздействовал МП, а в последующих экспериментах МП и электроны и УФ-излучение. Часть экспериментальных результатов представлена на рис. 2.

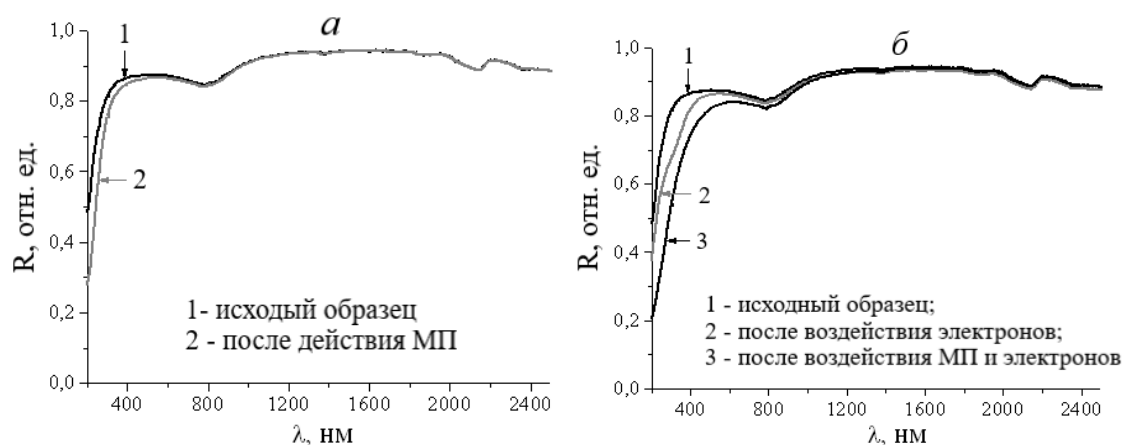


Рис. 2. Спектры коэффициента отражения образцов ОЭ: а - до (линия 1) и после воздействия МП (линия 2); б - до (линия 1) и после воздействия электронов (линия 2), МП и электронов (линия 3)

Анализ результатов исследований показал, что совместное воздействие на образцы ОЭ молекулярного потока (МП) и излучений (УФ и электронов) приводит к синергетическому эффекту, а именно снижение спектрального коэффициента образцов ОЭ значительно превышает результат, полученный при последовательном воздействии МП и излучений.

1. D.C. Ferguson, S.C. Wimberly, Proceed. 50th AIAA Aerospace Sci. Mtg. January, (2013) AIAA 2013-0810.
2. Модель космоса. Научно-информационное издание / под ред. Л.С. Новикова. Т.2. М. КДУ, 2007, 1144 с.
3. Kazuhiro Toyoda, Teppei Okumura, Satoshi Hosoda, Mengu Cho, J. of Spac. and Roc., 42, (2005) 947.
4. H. Miyake, Y. Tanaka, T. Takada, R. Liu. Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2007, v. 14, no.2, pp. 520 – 528.
5. R.H. Khasanshin, L.S. Novikov, Adv. in Space Res. 57 (2016) 2187.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ КА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГОРЯЧЕЙ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А. М. Шамаев

Акционерное общество «Композит», г Королев Московской области

E-mail: hrizant28@rambler.ru

Материалы внешних покрытий космических аппаратов (КА) подвергаются большим дозовым нагрузкам [1], что может повлечь за собой изменения их функциональных свойств до недопустимого уровня. Наиболее подвержены неэкранированному воздействию ионизирующих излучений и загрязнению продуктами собственной внешней атмосферы КА оптические материалы [2-3]: используемые в бортовой аппаратуре стекла, терморегулирующие покрытия и т. д.

Возрастающая сложность и многофункциональность космической техники в сочетании с длительным сроком службы предъявляют жесткие требования к надежности, как отдельных систем, так и изделия в целом. В частности, с ростом энерговооруженности КА и увеличением их срока активного существования до 15 лет и более ужесточились требования к ресурсной оценке деградации солнечных батарей (СБ). Ухудшение функциональных характеристик СБ, в частности, снижение вырабатываемой мощности может быть обусловлена деградацией оптических свойств защитных покрытий (ЗП) элементов СБ, а именно снижением их коэффициентов пропускания.

При взаимодействии ЗП, как правило, изготовленных из стекла марок К-208 (Россия) и SMG (Великобритания) с частицами горячей магнитосферной плазмы и естественных радиационных поясов Земли помимо накопления радиационных центров окраски [1] в них аккумулируется объемный заряд, поле которого стимулирует развитие различных процессов, в том числе электростатических разрядов (ЭСР).

Поэтому исследования основных причин вызывающих радиационно-стимулированную деградацию оптических свойств ЗП под действием ионизирующих излучений являются актуальными.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований влияния на оптические характеристики образцов ЗП облучения электронами и протонами с энергиями частиц в диапазоне от 10 до 50 кэВ.

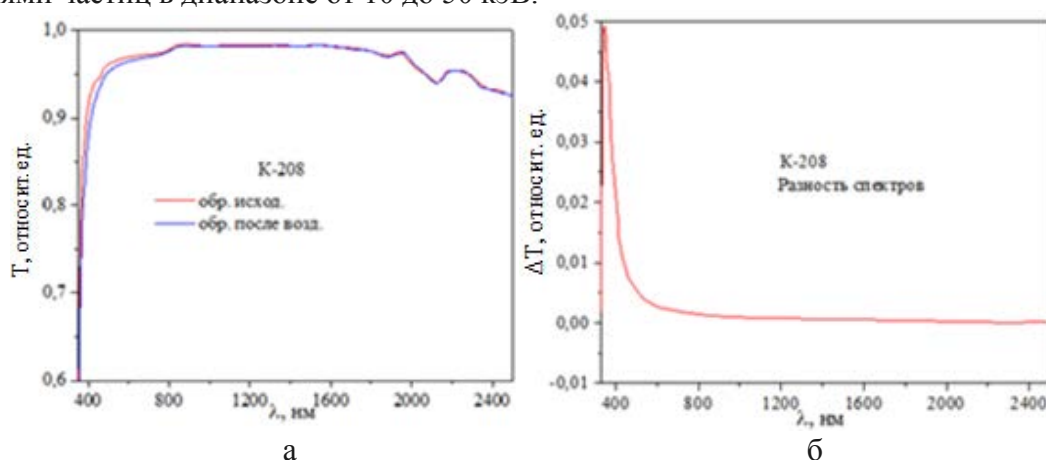


Рис. 1 – Спектры пропускания исходного и облученного образца в диапазонах длин волн 320 – 2500 нм (а) и разность спектров исходного и облученного образца и в диапазоне 320 – 2500 нм (б)  $E_0=30$  кэВ;  $\phi_e=10^{10}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>

В качестве примера на рис. 1 приведены спектры пропускания образца стекла К-208 до и после воздействия облучения (а) и разность спектров (б).

Из анализа спектров приведенных на рис. 1 следует, что основные изменения спектра пропускания стекла К-208 происходят в коротковолновой части спектра, что обусловлено наличием в составе стекла церия.

В статье дана интерпретация результатов экспериментов, которые показали снижение коэффициентов пропускания образцов ЗП. Деграция оптических свойств, исследуемых образцов при малых и средних дозах облучения обусловлена накоплением центров окраски и изменением структуры облучаемой поверхности при ЭСР, а при больших дозах облучения связана так же с изменением стехиометрии стекла и с образованием на стеклах микровыступов, разрядных каналов и загрязнения их поверхностей плазмоидами, выбрасываемыми в окружающее пространство при ЭСР.

1. Модель космоса. Научно-информационное издание. Под ред. Л. С. Новикова. М.: КДУ, 2007.
2. Бреховских С. М., Викторова Ю. Н., Ланда Л. М. Радиационные эффекты в стеклах// Москва: Энергоиздат, 1982. – 182 с.
3. Хасаншин Р.Х., Надирадзе А.Б. Изменение оптических свойств функциональных поверхностей космических аппаратов при совместном воздействии электронов и ультрафиолета // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2013, №3, с. 73-78.

# **МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ, ОБЛУЧЕННОГО ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ С ЭНЕРГИЯМИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ**

А.Акжунусов, Р.Рымжанов

*Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

E-mail: akzhunusov@jinr.ru

В данной работе рассматривается влияние структурных повреждений на теплопроводность оксида алюминия, после облучения ионами Хе с энергией 167 МэВ. Для определения коэффициента теплопроводности необлученного и облученного  $Al_2O_3$  был использован прямой метод неравновесной молекулярной динамики. В работе было также проведено моделирование образования трека, где в качестве входных данных были использованы результаты модели Монте-Карло. Было показано, что после прохождения БТИ в  $Al_2O_3$  наблюдается быстрое плавление и последующая рекристаллизация расплавленной области. Было продемонстрировано, что наличие радиационных повреждений приводит к уменьшению теплопроводности. Результат моделирования зависимости теплопроводности от флюенса ионов хорошо согласуется с экспериментальными данными.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНОВ $N_2^+$ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 30 ЭВ НА МОНОСЛОЙ $MoS_2$

А. А. Соловых<sup>1,2</sup>, С. А. Хлебников<sup>1,2</sup>, Е. Н. Воронина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: solovykh.aa19@physics.msu.ru

Квазидвумерный дисульфид молибдена ( $MoS_2$ ), содержащий один или несколько монослоев, рассматривается в настоящее время в качестве одного из наиболее перспективных полупроводниковых материалов для создания элементов нанoeлектроники, что обусловлено его уникальными механическими, электрическими и оптическими свойствами [1,2]. Важнейшим преимуществом этого материала является возможность направленного изменения его свойств посредством различных внешних воздействий. Поверхностная функционализация, которая осуществляется за счет адсорбции на поверхности материала различных химических групп, также является эффективным способом изменения электронного строения таких квазидвумерных полупроводников [3]. Большинство технологических операций, выполняемых при производстве элементов электроники, происходит с использованием низкотемпературной плазмы. Поскольку ионы и радикалы плазмы могут вызывать значительное повреждение ультратонких материалов [1,2], для контролируемого изменения свойств пленок  $MoS_2$  и создания надежной технологии их плазменной обработки необходим тщательный анализ эффектов, возникающих в них под действием этих частиц.

В экспериментах, выполненных ранее в НИИЯФ МГУ [4], было показано, что воздействие плазмы  $N_2$  может приводить к модификации и заметному повреждению приповерхностных слоев пленок за счет удаления серы и ее замещения азотом. В этих экспериментах основными воздействующими частицами являлись тепловые атомы N и ионы  $N_2^+$  низкой (~20-25 эВ) энергии [4]. Моделирование, выполненное в [5], показало, что для тепловых атомов N в основном состоянии преобладает их рассеяние на поверхности образцов. Поэтому для выявления процессов, приводящих к образованию вакансий и замещению серы азотом, в настоящей работе исследовалось воздействие ионов  $N_2^+$  с энергией до 30 эВ на монослой  $MoS_2$ . Моделирование производилось с использованием квантовомеханического метода теории функционала плотности (*density functional theory*, DFT) в рамках обобщенного градиентного приближения GGA+U [6] с обменно-корреляционным функционалом PBE в базисе плоских волн с псевдопотенциалами PAW [7]. Эволюция системы моделировалась с использованием алгоритмов молекулярной динамики, реализованных в GPU-версии программного пакета VASP [8] с использованием суперкомпьютера «Ломоносов-2» [9]. Начальная энергия  $E_0$  налетающего иона, который двигался перпендикулярно поверхности монослоя, варьировалась от 5 до 30 эВ, а временной шаг был выбран равным 0.01–0.1 фс в зависимости от  $E_0$ .

Расчеты показали, что при  $E_0 = 5-10$  эВ налетающие частицы отражались от поверхности монослоя. В случае  $E_0 = 15$  эВ их удары могли вызывать смещение расположенных поблизости атомов S, однако этой энергии оказывалось недостаточно для образования дефекта, и через 150–300 фс после соударения частица покидала поверхность. При дальнейшем увеличении  $E_0$  возрастала вероятность распада налетающих ионов и образования различных дефектов на поверхности монослоя, в том числе замещения атомов S атомами N. Кроме начальной энергии на наблюдаемые

процессы оказывают значительное влияние область соударения и начальная ориентация ионов. Так, удар иона с  $E_0 = 20$  эВ, ориентированного в начальный момент времени параллельно поверхности монослоя, в область вблизи поверхностного атома S вызывал образование SN радикала, в то время как при аналогичном воздействии на Mo-S связь наблюдалось встраивание двух образующихся при соударении атомов N в монослой и вытеснение атомов S, что могло сопровождаться появлением летучей молекулы S<sub>2</sub>. В то же время при вертикальной ориентации иона N<sub>2</sub> с такой же энергией его воздействие на Mo-S связь приводило к образованию дефекта, вылету SN радикала и замещению атома S атомом N. Последний случай наглядно иллюстрирует рис. 1, где представлены временные зависимости координаты  $z$  атомов S и N и межатомных расстояний  $d$ .

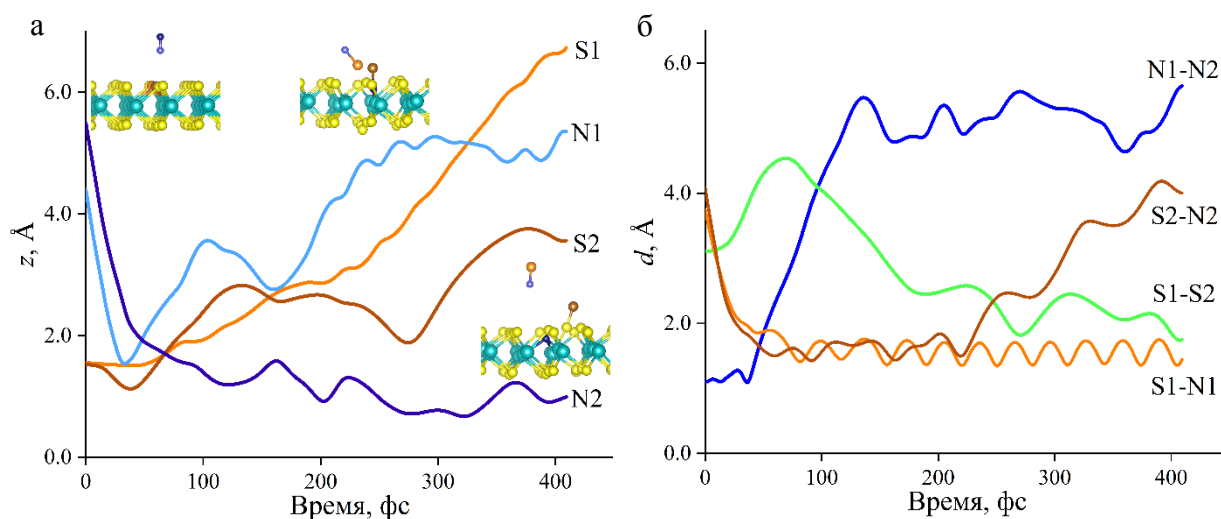


Рис. 1. Временные зависимости координаты  $z$  атомов S и N (а) и межатомных расстояний  $d$  (б) для случая воздействия иона N<sub>2</sub><sup>+</sup> с  $E_0 = 20$  эВ на монослой MoS<sub>2</sub> при ударе в Mo-S связь для перпендикулярной начальной ориентации ( $z = 0$  соответствует плоскости, проходящей через атомы Mo).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00178.

1. Z. M. Wang. MoS<sub>2</sub>. Materials, Physics, and Devices // Springer. 2014.
2. Л. А. Чернозатонский, А. А. Артюх. Квазидвумерные дихалькогениды переходных металлов: структура, синтез, свойства и применение // УФН 2018. V. 188, 3.
3. X. Li, L. Tao, Z. Chen, et al. Graphene and related two-dimensional materials: Structure-property relationships for electronics and optoelectronics // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4, 021306.
4. Д. Е. Мележенко, Д. В. Лопаев, А. И. Зотович, Е.Н. Воронина. Исследование воздействия атомов H, N и O на квазидвумерный дисульфид молибдена // Письма в ЖТФ 2022. Т. 48, 28.
5. С. А. Хлебников, А. А. Соловых, Ю. А. Манкелевич, Е. Н. Воронина. Воздействие плазмы N<sub>2</sub> на монослой дисульфида молибдена // Письма в ЖТФ 2023. Т. 49, 8.
6. S. L. Dudarev, G. A. Botton, S. Y. Savrasov, et al. Electron-energy-loss spectra and the structural stability of nickel oxide: An LSDA+U study // Phys. Rev. B 1998. V. 57, 1505.
7. G. Kresse and D. Joubert. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Phys. Rev. B 1999. V. 59, 1758.
8. G. Kresse, J. Furthmuller. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set // Phys. Rev. B 1996. V. 54, 11169.
9. V. V. Voevodin, A. S. Antonov, D. A. Nikitenko, et al. // Supercomput. Front. Innov. 2019. V. 6, 4.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРИБОРА ФАЦЕТ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА БОРТУ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

И. А. Золотарев, Н. П. Чирская, В. В. Бенгин, А. М. Садыков, Г. И. Антонюк,  
О. Ю. Нечаев, А. В. Сазонов, П. В. Седых, В. И. Оседло

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

E-mail: zolotarev@sinp.msu.ru

Проектируемый прибор ФАЦЕТ предназначен для регистрации углового распределения электронов и протонов космического излучения с борта проектируемой Российской Орбитальной Станции (РОС) или низкоорбитальных спутников, таких как кубсат. Прибор представляет собой камеру, в которую помещены пять рядов полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов, закрытых различными модераторами (рис. 1а). Такая конструкция позволяет регистрировать угловое распределение частиц по двум направлениям, а использование различных материалов модераторов (бериллий, алюминий, свинец и вольфрам) обеспечивает получение нескольких каналов по энергии.

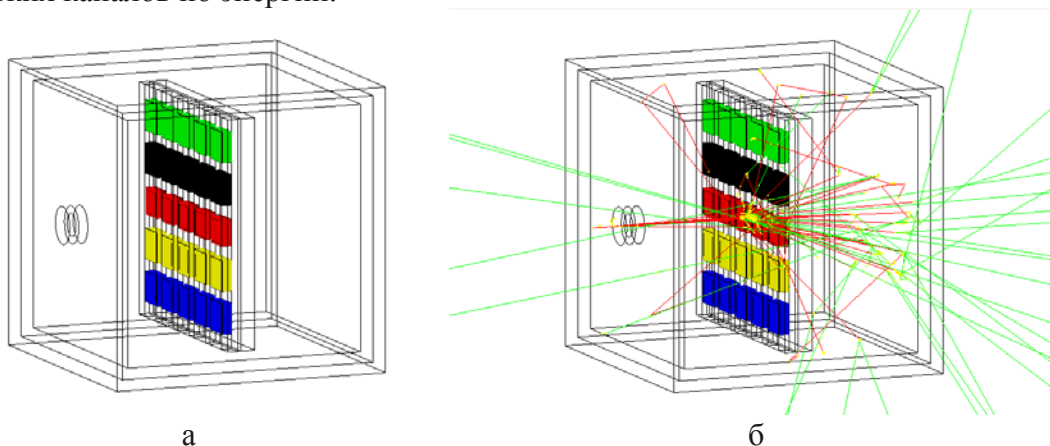


Рис. 1. Схема прибора ФАЦЕТ: а – общий вид; б – пример моделирования воздействия пучка электронов в Geant4. Разными цветами показаны модераторы из разных материалов.

Расстояние от коллиматора до детекторов подбиралось для обеспечения углового разрешения около 20 градусов, а угол коллиматора выбирался таким образом, чтобы не затенять боковые детекторы. Для более точного подбора параметров конструкции и толщин модераторов в данной работе использован программный комплекс Geant4 [1-3]. Проведены расчеты величин потерь энергии электронов и протонов с энергиями 0-20 МэВ в детекторах. Полученные данные затем использовались для моделирования работы электроники прибора. Пример расчета воздействия потока электронов с энергией 10 МэВ в Geant4 показан на рис. 1б. Использование результатов математического моделирования позволяет исключить из анализа сигналы от частиц, прошедших вне коллиматора прибора, более точно определить пороги регистрации частиц рядами детекторов и определить геометрические факторы прибора.

1. S. Agostinelli, J. Allison, A. Forti et al. GEANT4 – A simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. V. 506, No. 3, 250.
2. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. Recent developments in Geant4, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 835, 2016, 186.
3. J. Allison et al. Geant4 Developments and Applications // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53, No. 1, 270.



# НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЭТФ И ППМИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

С. Ю. Толстикова, И. Р. Муллахметов

*Аспирантская школа по Техническим наукам  
НИУ ВШЭ, Москва, Россия*

E-mail: stolstikov@hse.ru

Проведено исследование радиационной электропроводности (РЭ) полиэтилентерефталат (ПЭТФ) и полипиромеллитимида (ППМИ) при импульсном и непрерывном облучении в условиях приближенным к условиям околоземного пространства, где температура окружающей среды близка к 103К. Выявлено, что при снижении температуры происходит разделение РЭ на две компоненты (задержанную и постоянную). На задержанную компоненту большое влияние оказывает понижение температуры, приводя к уменьшению на порядок [1].

Рассмотрены вольт-амперные и температурные зависимости полной и задержанной компонент РЭ для материалов ПЭТФ и ППМИ. Для теоретического описания и моделирования РЭ при низких температурах применялась модифицированная модель Роуза-Фаулера-Вайсберга [2]. Определены основные параметры модели, необходимые для подобных расчетов, а также показана адекватность выбранной модифицированной модели.

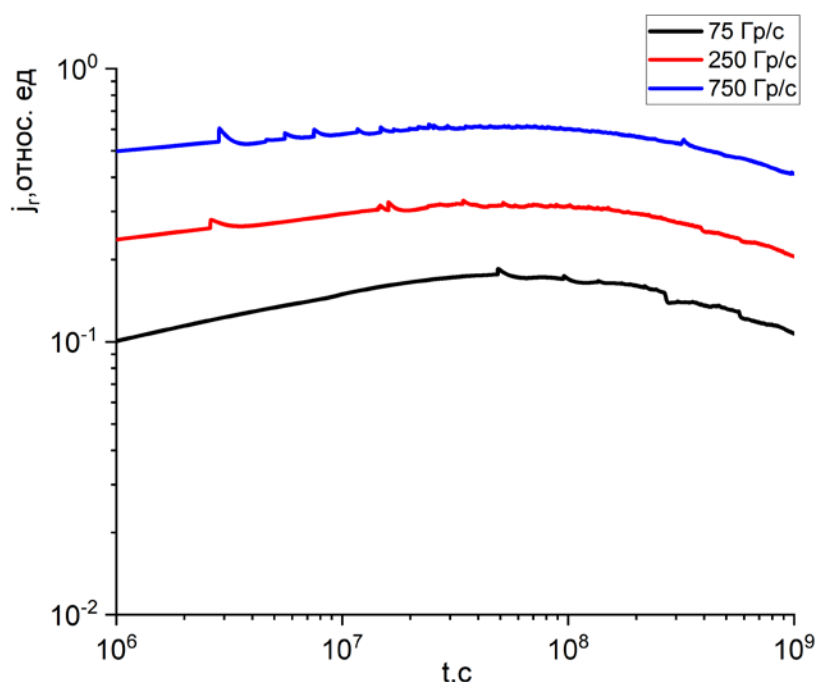


Рис. 1 Радиационная электропроводность ПЭТФ при 103К при длительном облучении при разных мощностях дозы

Выявлено, что вероятность возникновения электростатических разрядов в пленке ПЭТФ, используемой в экранно-вакуумной теплоизоляции космических аппаратов, во время геомагнитной суббури невысока, в то время как при использовании пленок ППМИ возникновение электростатических разрядов возможно.

1. D.F. Silva, E.C. Garcia Experimental determination of the effective thermal properties of a multi-layer insulation blanket. COBEM, 2013, pp. 5058 – 5066.
2. И.Р. Муллахметов, В.С. Саенко, А.П. Тютнев, Е.Д. Пожидаев Низкотемпературная радиационная электропроводность полистирола под действием электронов низких энергий. ЖТФ, 93(1), 2023, с. 130-134.
3. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, A.D. Zhadov, D.A. Abrameshin. Theoretical Analysis of the Radiation-Induced Conductivity in Polymers Exposed to Pulsed and Continuous Electron Beams. *Polymers*, 12(3), 628, 2020.
4. А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев, Н.С. Костюков Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. Наука, М., 2005, с. 453.
5. А.П. Тютнев, В.С. Саенко, А.Д. Жадов, Е.А. Крук. Особенности транспорта электронов в полиэтилентерефталате. ВМС Серия А, 62(3), 2020, с. 220 – 226.
6. A. West, R. R. Jr. Roe NASA-Technical Handbook: Mitigating in-Space Charging Effects – A Guideline, document Rec. NASA-HDBK-4002B, 2022, 209 p.
7. D. Heynderickx, B. Quaghebeur, E. Speelman, & E. Daly ESA's Space Environment Information System (SPENVIS) - A WWW interface to models of the space environment and its effects. 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2000.

# НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА РЕФЛЕКТОМЕТРЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ РЕМУР

А. Н. Черников<sup>1,2</sup>, В. Д. Жакетов<sup>1,3,4,\*</sup>

<sup>1</sup>Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

<sup>2</sup>Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: zhaketov@nf.jinr.ru

Низкоразмерные магнитные и сверхпроводящие гетероструктуры, благодаря наличию большого количества интересных явлений активно исследуются в настоящее время. Одним из эффективных методов исследования магнетизма является рефлектометрия поляризованных нейтронов, позволяющая получить изотопные и магнитные профили по глубине с нанометровым разрешением. Рефлектометр поляризованных нейтронов РЕМУР, располагающийся на 8м канале импульсного реактора ИБР-2 (Дубна), является одним из наиболее светосильных рефлектометров в мире с потоком нейтронов на образце  $\Phi = 3 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Данный рефлектометр является времяпролётным с рабочим диапазоном длины волны нейтрона  $\sim 1\text{-}15 \text{ \AA}$ . Особенностью данного рефлектометра является то, что на нём реализована мода регистрации вторичного излучения: заряженных частиц, гамма-квантов, а также нейтронов с переворотом спина. Регистрация вторичного излучения различного типа позволяет определять пространственный профиль отдельных изотопов [1]. На рефлектометре РЕМУР проводились низкотемпературные исследования эффектов близости в сверхпроводяще-ферромагнитных системах [2] и редкоземельных пленках с нетривиальным магнитным упорядочением [3]. Ряд новых задач требует новой и современной низкотемпературной техники. К этим задачам можно отнести исследование сверхпроводящих и магнитных свойств урановых ферромагнитных сверхпроводников [4] и квазикристаллов [5,6]. Для данных веществ характерны фазовые переходы при  $T < 1 \text{ К}$ . Для расширения возможностей экспериментального метода в ЛНФ ОИЯИ разрабатывается новый криостат. Требования к криостату сводятся к достижению минимальной температуры  $T = 0.5 \text{ К}$ , максимального значения магнитного поля  $H = 3 \text{ Тл}$ , наличию опции регистрации вторичного излучения в виде гамма-квантов и режиму работы в замкнутом цикле. Для получения температур  $T < 1 \text{ К}$  в разрабатываемом криостате используется вставка с сжиженным  $^3\text{He}$ . Для создания магнитного поля используется векторный криомагнит, изготовленный из ВТСП-ленты, состоящий из двух пар катушек. Векторный магнит позволит изменять направление магнитного поля в трёх направлениях, максимальное поле в вертикальной плоскости составит до 3 Тл, а в горизонтальной плоскости до 1 Тл.

1. В.Л. Аксёнов и др. // ЭЧАЯ, том 54, № 4, стр. 898-935 (2023)
2. Ю.В. Никитенко и др. // ЭЧАЯ, том 53, № 6, стр. 1339–1400 (2022)
3. D.I. Devyaterikov et al. // Journal of Surface Investigation, No. 10, pp. 24-28 (2022)
4. D. Aoki et al. // Journal of the Physical Society of Japan 88, 022001 (2019)
5. K. Kamiya et al. // Nature Communications, 9:154 (2018)
6. Ryuji Tamura et al. // J. Am. Chem. Soc. 2021, 143, 19938–19944.

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

А. А. Бурцев, А. В. Киселев, В. В. Ионин, К. В. Хайдуков, В. А. Михалевский,  
А. А. Невзоров, Н. Н. Елисеев, А. А. Лотин

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН, Шатура, МО, Россия*

E-mail: murrkiss2009@yandex.ru

Передача и хранение информации исключительно с помощью оптических технологий весьма желательна из-за изначально большой полосы пропускания, низких остаточных перекрестных помех и высокой скорости передачи информации по сравнению с электронными полупроводниковыми схемами [1]. Параллельно с развитием технологий изготовления оптических планарных волноводов шел поиск методов и архитектур, способных обеспечить платформу для создания модулей хранения данных и полностью оптических вычислений. Нейроморфные вычисления объединяют вычисления с хранилищем в одной ячейке, знаменуя переход к вычислительным архитектурам, отличным от традиционной схемы фон Неймана [2].

Наиболее заметные успехи в реализации этой идеи были достигнуты при использовании фазоизменяемых материалов (ФИМ), таких как GST<sub>225</sub> [3, 4]. ФИМ используются в волоконной оптике уже почти три десятилетия. Однако только за последнее десятилетие в области интегрированной фотоники произошел значительный прогресс. В частности, благодаря распространению средств микро- и нанопроизводства стали возможными интегрированные волноводы и ряд фотонных устройств. Передача информации оптическими средствами весьма желательна из-за практически неограниченной полосы пропускания и возможности мультиплексирования [5]. Тем не менее, проблемы с остаточными перекрестными помехами и скоростью фотонов затрудняют их захват в компактном устройстве. Однако как вычислительные взаимодействия (то есть функции, выполняющие арифметические операции, например, в процессоре), так и хранение данных являются важными компонентами работающего оптического компьютера. Даже в краткосрочной перспективе ограничением для увеличения скорости вычислений является узкое место в передаче информации между памятью и процессором в так называемом компьютере фон Неймана [6]. Это представляет собой важное и очень актуальное приложение для объединения ФИМ с интегрированными оптическими схемами для сверхбыстрых встроенных оптических функций с малыми потерями. Материалы, используемые для интегрированной оптики, до сих пор в подавляющем большинстве случаев лишены возможности активной перестройки. Согласно многочисленным недавним демонстрациям, ФИМ превосходны как потенциальные кандидаты, когда они были соединены с нанофотонными схемами для создания оптических фильтров и элементов памяти [7, 8].

В [9] приводятся схемы конфигурации устройства, в которой ФИМ наносится поверх оптического волновода из нитрида кремния. Информация записывается непосредственно через величину оптического пропускания волновода, управляемую внешними импульсами. Несмотря на достигнутые успехи в экспериментальной реализации прототипов устройств оптических синапсов, их создание на основе твердотельных оптических волноводов несет в себе определенные технологические трудности, что обуславливает сложность и дороговизну при производственном внедрении. Интегрированная фотоника на основе полимеров предлагает ряд преимуществ по сравнению с кремнием в ряде применений [10].

В работе представлен разработанный оптический синапс на основе интерфейса между полимерным волноводом и оптически управляемой тонкой пленкой (50 нм) GST<sub>225</sub>. При однократном импульсном воздействии ( $\lambda=532$  нм,  $\tau=15$  нс,  $E=33$  мДж/см<sup>2</sup>),

продемонстрировано изменение уровня проходящего сигнала ( $\lambda=1550$  нм) с последующим восстановлением прежнего уровня пропускания [11]. Предложенная концепция создания оптических синапсов является самой дешевой из всех известных планарных технологий создания волноводных оптических синапсов и позволяет реализовать вычислительные элементы и архитектуры на их основе с высокой степенью гетерогенной интеграции.

1. Chai Z. et al. Ultrafast all-optical switching //Advanced Optical Materials. 2017. Т. 5. №. 7. С. 1600665.
2. Li T. et al. Neuromorphic Photonics Based on Phase Change Materials //Nanomaterials. 2023. Т. 13. №. 11. С. 1756.
3. Ovshinsky S. R. Optical cognitive information processing—a new field //Japanese journal of applied physics. 2004. Т. 43. №. 7S. С. 4695.
4. Zhang W. et al. Designing crystallization in phase-change materials for universal memory and neuro-inspired computing //Nature Reviews Materials. 2019. Т. 4. №. 3. С. 150-168.
5. Abdollahramezani S. et al. Tunable nanophotonics enabled by chalcogenide phase-change materials //Nanophotonics. 2020. Т. 9. №. 5. С. 1189-1241.
6. Lian C. et al. Photonic (computational) memories: tunable nanophotonics for data storage and computing //Nanophotonics. 2022. Т. 11. №. 17. С. 3823-3854.
7. Козюхин С. А. и др. Материалы фазовой памяти и их применение //Успехи химии. 2022. Т. 91. №. 9.
8. Wuttig M., Bhaskaran H., Taubner T. Phase-change materials for non-volatile photonic applications //Nature photonics. 2017. Т. 11. №. 8. С. 465-476.
9. S-T. Han and Y. Zhou. Photo-Electroactive Non-Volatile Memories for Data Storage and Neuromorphic Computing. Woodhead Publishing, 2020.
10. Sokolov V. I. et al. Routes to polymer-based photonics //Optical Memory and Neural Networks. 2007. Т. 16. С. 67-74.
11. Ionin V. V. et al. An optical synapse based on a polymer waveguide with a GST<sub>225</sub> active layer //Applied Physics Letters. 2021. Т. 119. №. 8. С. 081105.

# МОДЕЛЬ ДЕСТРУКЦИИ ПОЛИМЕРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕРХТЕПЛОВЫХ АТОМОВ КИСЛОРОДА

Н. П. Чирская<sup>1</sup>, Е. Н. Воронина<sup>1,2</sup>, Л. С. Новиков<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: idgil@yandex.ru

Атомарный кислород (АК) является основным компонентом атмосферы Земли в интервале высот  $\sim (200-700)$  км [1]. По отношению к искусственному спутнику Земли (ИСЗ), движущемуся со скоростью  $\sim 8 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ , кинетическая энергия атомов О набегающего потока составляет около 5 эВ, что усиливает окислительную способность АК. В результате при взаимодействии атомов О с материалами происходит образование летучих окислов, уходящих в окружающее пространство, и в конечном итоге – эрозия поверхности материалов и потеря ими массы [2]. В наибольшей степени подвержены разрушающему воздействию сверхтепловых атомов О полимерные материалы, широко используемые на поверхности ИСЗ [3]. Поэтому требуется тщательное изучение механизмов разрушения полимеров потоком АК. Численное моделирование позволяет исследовать указанные механизмы и выявлять наиболее важные из них, а также оценивать и прогнозировать степень повреждения полимеров [4].

Ранее в НИИЯФ МГУ была разработана двумерная модель для расчета эрозии полимеров методом Монте-Карло, в которой материал разбивался на ячейки размером 0,05–1,0 мкм (рис. 1а), соответствующие либо полимеру, либо материалу, стойкому к воздействию АК (в данном случае – защитному покрытию). Параметры модели выбирались на основании экспериментальных данных [5]. В качестве примера на рис. 1б, приведены рассчитанный (б) и полученный экспериментально (в) профили каверны, возникшей в полимерном образце в результате воздействия атомов О.

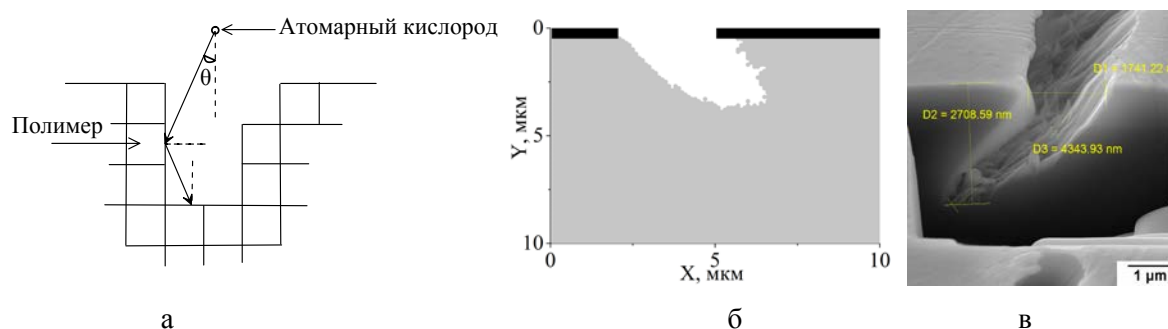


Рис. 1. Расчетная модель полимера (а), результаты моделирования эрозии образца полимера (серый цвет) с защитным покрытием (черный цвет) (б) и полученное с помощью растрового электронного микроскопа изображение профиля каверны в полимере при облучении потоком сверхтепловых атомов О (флюенс  $1,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  при угле падения  $30^\circ$ ).

Дальнейшее развитие разработанной модели предполагает более высокий уровень детализации процессов, протекающих при взаимодействии атомов О с полимерными звеньями. В работе были выполнены расчеты с использованием методов атомистического моделирования (полуэмпирический метод DFTB на основе теории функционала плотности и метод молекулярной динамики), что позволило выявить основные прямые реакции сверхтепловых атомов О с полиимидом, приводящие к образованию летучих продуктов (Н, ОН, СО, СО<sub>2</sub>) и сделать предварительные оценки вероятностей реакций. Из

полученных расчетных данных следует, что для прямых реакций, сопровождающихся образованием летучих продуктов, характерны определенные области взаимодействия налетающих сверхтепловых атомов О с полимером, показанные на рис. 2, где пунктирной линией ограничена найденная общая зона инициирования реакций.

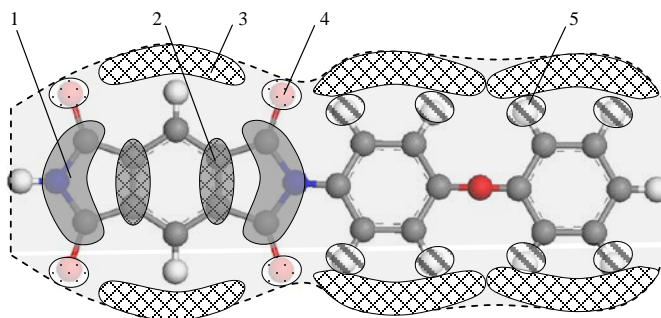


Рис. 2. Пространственные области, характерные для реакций с образованием летучих продуктов: 1 – CO<sub>2</sub>; 2 – CO; 3 – OH; 4 – O; 5 – H.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-13-00244 с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [6].

1. COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-2012). Version: 1.0. 2012.
2. T.K. Minton, D.J. Garton. Dynamics of atomic oxygen induced polymer degradation in low Earth orbit. *Chemical dynamics in extreme environments // Advanced Series in Physical Chemistry Chemical Dynamics in Extreme Environments*, 2001. V. 11., 420.
3. L.S. Novikov. Contemporary state of spacecraft/environment interaction research // *Radiation Measurements*, 1999. V. 30(5), 661.
4. Е.Н. Воронина. Многомасштабное моделирование полимерных нанокompозитов // *ЯФ*. 2011. Т. 74, No. 11, 1649.
5. N. Chirskaya, M. Samokhina. Computer modeling of polymer structures degradation under the atomic oxygen exposure // *WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part III – Physics*. Matfyzpress Prague, 2012. 30.
6. V.I. Voevodin, A. Antonov, D. Nikitenko et al. Supercomputer Lomonosov-2: Large Scale, Deep Monitoring and Fine Analytics for the User Community // *Supercomputing Frontiers and Innovations*, 2019. V. 6, No. 2, 4.

Секция: Медицинская физика  
и радиационная биология



# ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ОБСТАНОВКИ МЕСТНОСТЕЙ АВАРИЙНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ КРАТОН-3 И КРИСТАЛЛ

Т. А. Алексеева, К. А. Петрова, В. Н. Кононов, Г. А. Игнатьева, С. Н. Мамаева  
ФГАОУ ВО «Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова», Якутск,  
Россия

E-mail: galich\_88@mail.ru

С 1974-1987 г. на территории Республики Саха (Якутия) были произведены подземные ядерные взрывы (ПЯВ), в результате двух из них - «Кратон-3» и «Кристалл» - произошли радиоактивные выбросы с видимыми изменениями ландшафта.

Район расположения ПЯВ «Кристалл», осуществленного в 1974г., находится на расстоянии 2,5 км к северу-востока от города Удачный. ПЯВ «Кратон-3» был произведен в 1978 г. приблизительно в 40 км от населенного пункта Айхал, находящийся вблизи границы Оленекского и Мирнинского улусов. В результате этих аварийных взрывов произошел выброс радиоактивных продуктов распада в атмосферу и на поверхность почвы, после которого остались радиоактивные следы в виде «мертвого леса»[1,3].

На место ПЯВ «Кратон-3» и «Кристалл» в 2023 году была организована исследовательская экспедиция, во время которой были отобраны пробы почвы, воды и местной растительности: мха, лишайника, кипрея (Иван-чая). В ходе полевых работ определялись координаты точки сбора и проводились дозиметрические измерения дозиметром типа МКС-1СА1М. Например, на местности ПЯВ «Кратон-3» дозиметр показывал максимальное значение 1,20 мкЗв/ч, что свидетельствует о повышенном радиоактивном фоне. А в окрестности ПЯВ «Кристалл» показания не выходят за рамки колебания естественного фона.

В лаборатории СВФУ «Радиационная экология» образцы после пробоподготовки были измерены на полупроводниковом гамма-спектрометре «ОРТЕС» с детектором из особо чистого германия типа GEM-40. Криостат детектора емкостью 30 литров, наполненным жидким азотом обеспечивают на время измерений охлаждение детектора до -195°С. Полученные результаты анализов показали высокое содержание радионуклидов в собранных образцах «Кратон-3». В почве обнаружены искусственные радионуклиды  $^{137}\text{Cs}$  и следы  $^{60}\text{Co}$ . Так, удельная активность в одном из образцов почвы с местности ПЯВ  $^{137}\text{Cs}$  составляет до 7914,013 Бк/кг. Растительность на такой почве может иметь высокий уровень радиоактивности, активность выше 1 кБк/кг, является критерием для принятия решений об ограничении потребления загрязненных продуктов питания [2].

Таким образом, исследование радиоэкологической обстановки местностей аварийных ядерных взрывов «Кратон-3» и «Кристалл» дает новые данные для оценки и мониторинга изменения экологического состояния окружающей среды. В 2006-2007 годах, например, на территории ПЯВ Кристалл проводилась реабилитационная работа: над зоной эпицентра насыпали защитный экран («саркофаг») из 433,7 тыс. т вскрышных пород отвалов карьера «Удачный» и был создан льдогрунтовой слой из замороженных пород толщиной 0,6 м, который для предохранения от таяния в летний период времени был засыпан теплоизоляционным слоем из тех же пород толщиной 3 м [3]. Как показывают данные последнего исследования, такие работы значительно обезопасили место аварийного подземного ядерного взрыва «Кристалл». Но в то же время результаты данного исследования показывают, что в местности ПЯВ «Кратон-3» наблюдаются превышение радиационного фона и высокий уровень радиации в окружающей среде (в образцах почвы, растений), что требует проведения дополнительных реабилитационных работ на территории «Кратон-3».

1. Яковлева В. Д., Степанов В. Е. Радиоэкологические проблемы мирных подземных ядерных взрывов в Якутии //М.: Спутник. – 2013.
2. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): СП 2.6.1.758-99. Минздрав России. М., 1999.
3. Бурцев И.С. Якутия радиоактивная// Якутск: Сахаада-2021

# РАСТРОВАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ И МЕТОД ИММУНОФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА В ИССЛЕДОВАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ЭРИТРОЦИТОВ ПАЦИЕНТОВ С РАКОМ МОЛОЧНОЙ ЖЕЛЕЗЫ

В. А. Христофорова, Т. А. Крылова, С. Н. Мамаева

ФГАОУ ВО «Северо-Восточный федеральный университет  
им. М.К. Аммосова», г. Якутск

E-mail: valeria20272@gmail.com

Рак молочной железы (РМЖ) является наиболее распространенным видом рака среди женщин (>2,2 млн случаев), также является главной причиной смерти женщин от онкологических заболеваний (примерно 685 000 женщин за 2020 г.). В течение своей жизни раком молочной железы будет болеть примерно каждая двенадцатая женщина [1].

Рак молочной железы (РМЖ) – злокачественная опухоль, исходящая из эпителия ткани молочной железы. Не существует единого этиологического фактора развития РМЖ. Лишь у 3–10% пациентов с РМЖ развитие заболевания связано с наличием мутаций в генах (BRCA1, BRCA2, CHEK, NBS1, TP53). У большинства пациентов РМЖ имеет спорадический (случайный) характер. Факторы риска включают генетическую предрасположенность, раннее начало менструального цикла и поздний конец, отсутствие беременности или первое рождение после 30 лет, длительное использование гормональной заместительной терапии и некоторые другие факторы. [2].

Вирусы папилломы эпителиотропные, гетерогенные, относятся к семейству *Papillomaviridae*. Идентифицировано более 200 типов вирусов папилломы, из них 120 относятся к вирусам папилломы человека (ВПЧ, *human papillomaviruses*, HPV). По степени риска развития онкологических заболеваний ВПЧ делят на две основные группы – высокого (*high-risk human papillomaviruses*, HR-HPV) и низкого (*low-risk human papillomaviruses*, LR-HPV) канцерогенного риска. Наибольшее клиническое значение имеют генотипы ВПЧ высокого канцерогенного риска: 16, 18, 31, 33, 35, 39, 45, 51, 52, 56, 58, 59, которые обнаруживают у пациенток со злокачественными эпителиальными опухолями шейки матки [3].

Существует противоречивость в отношении роли вируса папилломы человека (ВПЧ) в развитии рака молочной железы. Некоторые исследования показывают наличие ДНК ВПЧ в образцах опухолевой ткани молочной железы, но другие исследования не подтверждают такую связь. Впервые предположение о роли ВПЧ в канцерогенезе РМЖ высказал А. DiLonardo в 1992 году, обнаружив наличие ДНК ВПЧ-16 в 29,4% биопсий [4].

В данной работе проводятся исследования на наличие наночастиц (НЧ) на поверхности эритроцитов методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), и приводятся результаты исследования образцов крови пациентов с РМЖ с представлением нового метода пробоподготовки, который ранее был разработан при исследовании поверхности эритроцитов пациентов с раком шейки матки [5], с использованием иммунофлуоресцентного анализа по их идентификации, проведенной на основе предположения о том, что эти наночастицы имеют вирусную природу, а именно являются ВПЧ 16, 18.

Задача данной работы состояла в исследовании наночастиц, которые находятся на мембране эритроцитов и предположительно могут быть вирусами ВПЧ 16 и 18.

В ходе исследования РМЖ при совместном использовании методов иммунофлуоресцентного анализа и электронной микроскопии также как и при

исследовании рака шейки матки наблюдаются наночастицы на поверхности эритроцитов и у пациентов с РМЖ были выделены методом иммунофлуоресценции ДНК ВПЧ 16, 18.

Результаты данного исследования приводят к тому, что необходимы дальнейшие исследования образцов крови пациентов с РМЖ для подтверждения или опровержения гипотезы о вирусной этиологии РМЖ. Также во время исследования необходимо обратить внимание на следующее: наблюдаются ли наночастицы на поверхности эритроцитов и выделяются ли ДНК ВПЧ 16, 18 в эритроцитарной массе при всех видах РМЖ?

1. Всемирная организация здравоохранения <https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/breast-cancer>
2. Жукова Л. Г., Андреева Ю. Ю., Завалишина Л.Э., Закирходжаев А.Д., Королева И.А., Назаренко А.В., Палтуев Р.М., Пароконная А.А., Петровский А.В., Портной С.М., Семиглазов В.Ф., Семиглазова Т.Ю., Стенина М.Б., Степанова А.М., Трофимова О.П., Тюляндин С.А., Франк Г.А., Фролова М.А., Шатова Ю.С., Невольских А.А., Иванов С.А., Хайлова Ж.В., Геворкян Т.Г. Рак молочной железы. Клинические рекомендации. Современная Онкология. 2021; 23 (1): 5–40. DOI: 10.26442/18151434.2021.1.200823
3. Лагурева А. В., Плехова Н. Г., Апанасевич В.И. Оценка роли вирусов папилломы человека и Эпштейна–Барр в развитии эпителиальных опухолей молочной железы. Клин. эксп. морфология. 2023;12(1):5–14. DOI: 10.31088/CEM2023.12.1.5-14.
4. Di Lonardo A, Venuti A, Marcante ML. Human papillomavirus in breast cancer. Breast Cancer Res Treat. 1992;21(2):95–100. DOI: 10.1007/BF01836955.
5. Mamaeva S.N., Alekseev V.A., Nikolaeva N.A., Krylova T.A., Gabysheva A.A., Pavlov A.N., Kononova I.V., Maksimov G.V. Immunofluorescence Analysis of Erythrocyte Membranes of Cervical Cancer Patients. International Journal of Biomedicine. 2023;13(1):69-72. doi:10.21103/Article13(1)\_OA8

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИТОТОКСИЧНОСТИ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕРОДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ИЗ ЛИМОННОЙ КИСЛОТЫ

П. П. Агаблев<sup>1</sup>, Ф. Ф. Протопопов<sup>1</sup>, А. Н. Егоров<sup>2</sup>, М. Н. Егорова<sup>1</sup>, А. А. Алексеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова,  
Физико-технический институт, Якутск, Россия,

<sup>2</sup>Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова,  
Медицинский институт, Якутск, Россия,

E-mail: sasha14alek@yandex.ru

За последние пятнадцать лет наблюдается активный рост интереса к новому члену семейства углеродных наноматериалов – углеродным квантовым точкам (УКТ). УКТ – это нульмерные (0D) углеродные наноматериалы, содержащие  $sp^2$  углеродные структуры и функциональные группы на своей поверхности (эпоксидные, карбонильные, гидроксильные и карбоксильные). По сравнению с полупроводниковыми квантовыми точками, УКТ обладают уникальными достоинствами, такими как яркая настраиваемая люминесценция, хорошая фотостабильность, биосовместимость и низкая токсичность. Углеродные точки могут быть применены в биовизуализации, фотокатализе, в создании оптоэлектронных устройств, доставке лекарств, а также в качестве химических датчиков и биосенсоров [1, 2].

В данной работе УКТ были получены гидротермальным методом синтеза. В качестве углеродного прекурсора использовали лимонную кислоту, легирующим агентом выступал этилендиамин. Полученные УКТ люминесцируют в красной области спектра. Концентрация полученных УКТ равнялась 10,14 мг/мл. Цитотоксичность УКТ определяли методом оценки *in vitro* пролиферативной активности дермальных фибробластов человека от концентрации УКТ. Эксперимент проводили в течение пяти суток в шести группах (первая группа – контроль, без добавления раствора УКТ – 0 мл, вторая группа с добавлением раствора УКТ в 10 мл, третья – 20 мл, четвертая – 30 мл, пятая – 40 мл, шестая – 50 мл. Использование анализа МТТ показало, что наибольший процент подавления пролиферативной активности дермальных фибробластов по сравнению с контрольной группой отмечается в шестой группе, в которую добавлен наибольший объем раствора УКТ (50 мл).

Исследования спектров поглощения УКТ в ультрафиолетовой и видимой областях были проведены при помощи спектрофотометра Lambda 750 (Perkin Elmer), а спектры возбуждения люминесценции и фотолюминесценции УКТ – при помощи спектрофлуориметра FL6500 (Perkin Elmer). Изучение спектров поглощения показало, что максимумы поглощения УКТ наблюдаются в областях 270 нм и 738 нм.

Спектры возбуждения УКТ получены в диапазоне 190 – 900 нм при длине волны излучения 740 нм. Максимум возбуждения наблюдаются в областях 230 нм и 650-675 нм. (рис. 1).

Спектры излучения УКТ получены при длине волны возбуждения 230 нм. Максимум фотолюминесценции наблюдается в области 740 нм.

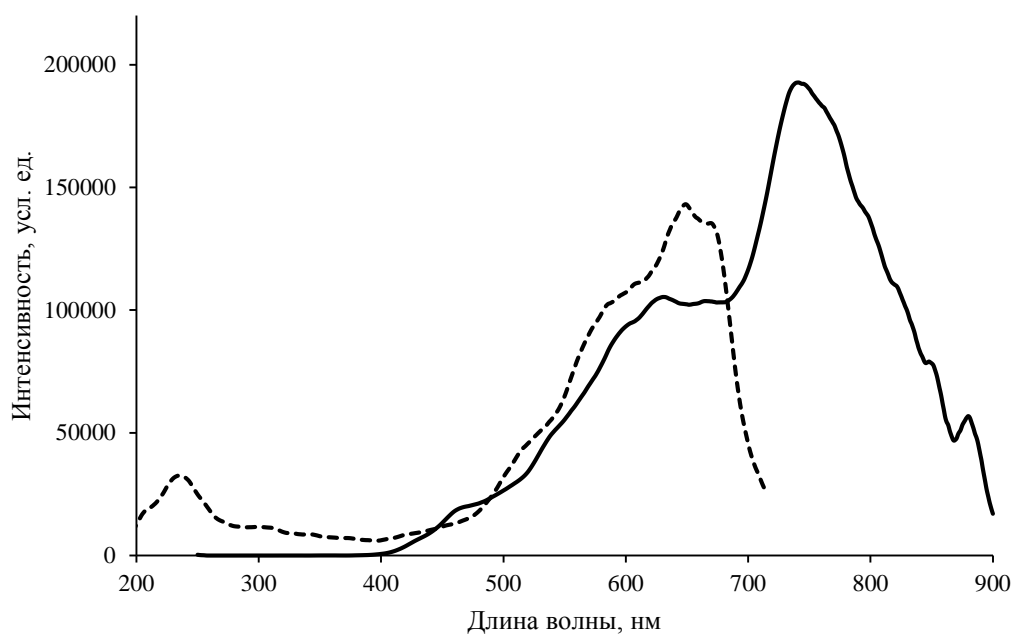


Рис. 1. Спектр возбуждения (прерывистые линии) и люминесценции (сплошная линия) УКТ.

1. Kang Z., Lee S-T. Carbon dots: advances in nanocarbon applications // *Nanoscale*. – 2019. – №11. – P. 19214 – 19224.
2. Егорова, М. Н. Исследование оптических и структурных свойств углеродных точек / М. Н. Егорова, С. А. Смагулова // *Аспирантские чтения-2021 : Сборник материалов научно-практической конференции аспирантов СВФУ, Якутск, 25 мая 2021 года.* – Якутск: Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова, 2021. – С. 25-28.

# КИНЕТИКА КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕТУЧИХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В ГОВЯДИНЕ, ОБЛУЧЕННОЙ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 МэВ

И. Т. Межетова<sup>1</sup>, У. А. Близнюк<sup>1,2</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1</sup>, В. С. Ипатова<sup>1</sup>,  
Т. А. Болотник<sup>3</sup>, И. А. Родин<sup>3,4</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>, Козлова Е.К.<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
химический факультет, Москва, Россия,

<sup>4</sup> Первый Московский государственный медицинский университет имени И. М. Сеченова

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

В настоящее время в связи с востребованностью радиационных технологий в России все чаще выявляются случаи не декларированной радиационной обработки пищевых продуктов как импортного, так и отечественного производства. Вследствие этого возросла потребность в разработке универсального экспресс метода для определения факта радиационной обработки продукта, который мог бы быть использован для широкого спектра продуктов питания. [1]

В данной работе предлагается рассматривать кинетику изменения концентрации летучих органических соединений в обработанном излучением фарше говядины для оценки степени окисления жирных кислот и аминокислот, входящих в состав жиров и белков, вызванных как излучением, так и биохимическими процессами, происходящими в продукте при его хранении.

В качестве объекта исследования был выбран говяжий фарш, который помещался слоем толщиной 2 мм по 0,5 г в пробирки типа эппендорф объемом 2 мл, диаметром 9 мм и длиной 3.9 см для обеспечения равномерного облучения ускоренными электронами. Было подготовлено 100 пробирок с образцами, из которых 80 облучались ускоренными электронами с энергией 1 МэВ на ускорителе УЭЛР-1-25-Т-001 в дозах 250, 500, 1000 и 5000 Гр, а остальные 20 пробирок оставили в качестве контрольных необлученных образцов. Оценка поглощенной дозы проводилась с помощью инструментария Geant4 исходя из заряда, поглощенного дюралюминиевой пластиной, на которой располагались образцы во время проведения облучения. После облучения 1 г фарш из 2 пробирок с образцами, облученными в одной дозе, помещали в стеклянную вialу объемом 20 мл облученных в одной дозе для дальнейшего химического анализа с помощью аппарата ГХ-МС, где содержимое нагревалось до 90 °С и в течение 20 минут снимались хроматограммы, после обработки которых были установлены образовавшиеся летучие вещества. Хроматограммы снимались сразу после проведения радиационной обработки, а также на 1, 2, 3 и 4 сутки после проведения облучения.

По результатам эксперимента было обнаружено 287 различных летучих органических соединений следующих классов: альдегиды, спирты, кетоны, серосодержащие соединения и алканы. Единственным соединением, которое было зарегистрировано только в облученных образцах стал бутаналь-3-метил.

В поведение концентрации летучих наблюдаются различные тенденции. Алканы (гексан, гептан, октан) образовались в образцах только на вторые сутки за счет объединения насыщенных радикалов, которые в свою очередь возникли в результате окисления жирных кислот. Концентрация спиртов, например, этилового спирта, сигмоидально возрастала со временем. Основываясь на литературных данных [2], можно утверждать, что такая зависимость обусловлена процессами жизнедеятельности бактерий. Наибольшая концентрация данного спирта наблюдалась в контрольном образце, что

связано с повышенным содержанием в нем бактерий по сравнению с облученными образцами. Концентрация обнаруженных кетонов (ацетон, 2,3-бутандион, 2-бутанон, 2-пентанон, 2-бутанон-3-гидрокси, 2-бутанон-4гидрокси) менялась со временем нелинейно и многократно возросла на второй день после облучения для образцов, облученных в дозах до 5 кГр, в том числе, и для контрольных показателей. В образцах, облученных в дозе 5 кГр, пик концентрации кетонов пришелся на 3 сутки хранения.

Концентрация альдегидов имела нелинейную зависимость от времени и достигала своего максимума на второй день после проведения радиационной обработки, после чего снижалась, при этом, чем выше доза облучения, тем выше была концентрация альдегидов, и тем позже наблюдался пик концентрации данного класса летучих соединений.

Согласно литературным данным, основной механизм образования альдегидов – окисление жирных кислот, входящих в состав липидов. Была предложена математическая модель, описывающая изменение концентрации альдегидов со временем:

$$x(t) = \frac{l_0 \alpha(D)(D+R)}{\gamma(D) - \alpha(D)(D+R)} (e^{-\alpha(D)(D+R)t} - e^{-\gamma(D)t}),$$

где – начальная концентрация липидов,  $\alpha$  – коэффициент, зависящий от дозы, и характеризующий количество окисленных липидов за счет действия ускоренных электронов на единицу поглощенной дозы, а также за счет активных форм кислорода, присутствующих в образцах продукции, в единицу времени,  $\gamma$  – коэффициент, характеризующих скорость распада альдегидов в образцах продукции, зависящий от дозы,  $D$  – доза,  $R$  – коэффициент, характеризующий количество окисленных липидов при взаимодействии с активными формами кислорода.

Предложенная математическая модель адекватно описывает изменение концентрации альдегидов со временем в облученных образцах говяжьего фарша.

В результате исследования было получено, что кинетика изменения концентрации альдегидов в облученных образцах говядины является маркером окисления липидов, вызванного как ускоренными электронами, так и активными формам кислорода, образующимися в продукте после радиационной обработки. В ходе исследования было найдено соединение альдегид бутаналь-3-метил, не обнаруженное в контрольных образцах продукции и являющееся маркером окисления аминокислоты лейцина, входящего в состав белковых молекул. Также было получено, что содержание этанола в необлученных образцах продукции увеличивалось со временем, что является индикатором распада гликогена за счет автолиза мяса. С увеличением дозы облучения скорость увеличения концентрации этанола снижалась, что свидетельствует о подавлении активности собственных ферментов говяжьего фарша после воздействия излучения.

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

1. Петриченко Л. К., Васильева А. Г. Влияние ионизирующих излучений на продукты питания: URL:<https://cyberleninka.ru/article/n/vliyanieioniziruyuschih-izlucheniya-na-produkty-pitaniya> [Электронный ресурс]
2. Mingwu, Z.; Kaihua, Z.; Shouwei, W.; Zhijia, S.; Yongqing, S.; Zheqi, Z. Changes in Volatile Flavor Components during the Processing of Islamic Spiced Beef Analyzed by Solid Phase Micro-Extraction Coupled with Gas Chromatography-Olfactometry- Mass Spectrometry (SPME-GC-O-MS). *Food Sci.* 2016, 37, 117–121.



# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ РЕНИЯ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЕЙ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

М. В. Желтоножская<sup>1</sup>, М. В. Ленивкин<sup>1</sup>, А. П. Черняев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: lenivkin.mv18@physics.msu.ru

Особый интерес в ядерной медицине в последние годы представляет тераностика, подход к лечению, совмещающий лечение и диагностику. Данный метод обеспечивает переход от традиционной терапии к концепции индивидуализированной медицины, уделяя особое внимание уникальным особенностям пациента, эффективности и безопасности проводимого лечения [1].

Благодаря своим радионуклидным характеристикам радиофармпрепараты в комбинации с изотопами рения обладают высоким потенциалом для применения в тераностике. Однако трудоемкость и времязатратность их синтеза значительно ограничивает возможность широкого применения изотопов рения [2].

Изотопы рения для медицинских целей нарабатывают с использованием реакторных методов. Медицинский радиоизотоп Re-186 получают в реакции  $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$  в результате облучения нейтронами мишени обогащенной рением-185 [3]. Для получения Re-188 используют хроматографический генератор  $^{188}\text{W}/^{188}\text{Re}$ . Для этих целей W-188 нарабатывают в результате двойного захвата нейтронов мишенью из W-186 [3].

Перспективным альтернативным каналом получения медицинских изотопов рения является их наработка в фотоядерных реакциях и использование для этих целей тормозных фотонов, получаемых на линейных ускорителях электронов. В сравнении с реакторными методами такой способ синтеза радионуклидов технологически проще и экономичнее. Таким образом, актуально исследование фотоядерных реакций с получением медицинских изотопов рения и оценка выходов активности таких реакций.

В работе для получения сечений фотоядерных реакций был использован инструментальный программный пакет TALYS 1.96. TALYS позволяет осуществлять моделирование ядерных реакций в пределах энергий от 1 кэВ до 200 МэВ [4]. В результате, для оценки интегрального выхода реакций проводилась свертка дифференциальных сечений по тормозному спектру, полученному с помощью моделирования головки ускорителя, с использованием инструментария Geant4.

При расчете сечений реакций в TALYS 1.96 для аналитического получения плотности уровней используется модель Ферми-газа [4]. Данная модель рассматривает нуклоны как невзаимодействующие друг с другом частицы, которые формируют возбужденные уровни ядра, находясь в постоянном потенциале. Таким образом, не учитывается энергетическое расщепление компонент гигантского дипольного резонанса с различными изоспинами [5]. Поэтому для  $(\gamma, p)$  реакций были рассчитаны альтернативные выходы реакций с использованием метода преобразования средневзвешенных сечений [6].

Полученные данные использовались для теоретической оценки выхода активности наработанных изотопов рения и примесей в результате облучения тормозными фотонами, на ускорителях электронов с энергией 20 МэВ и 55 МэВ.

Таблица 1. Сравнение выходов ( $\gamma, p$ ) реакций, полученных с использованием TALYS и метода преобразования средневзвешенных сечений

Продукт реакции	Реакция	20 МэВ		55 МэВ	
		$Y_{TALYS}$ , мбн	$Y_{ПРЕОБР}$ , мбн	$Y_{TALYS}$ , мбн	$Y_{ПРЕОБР}$ , мбн
$^{185}\text{Re}$	$^{186}\text{Os}(\gamma, p)$	0.01962	0.67274	0.15408	0.83319
$^{186}\text{Re}$	$^{187}\text{Os}(\gamma, p)$	0.02226	0.22463	0.17712	0.48966
$^{187}\text{Re}$	$^{188}\text{Os}(\gamma, p)$	0.01317	0.35235	0.15031	0.61051
$^{188}\text{Re}$	$^{189}\text{Os}(\gamma, p)$	0.01429	0.10181	0.12986	0.32942
$^{189}\text{Re}$	$^{190}\text{Os}(\gamma, p)$	0.00593	0.11068	0.12339	0.34469
$^{191}\text{Re}$	$^{192}\text{Os}(\gamma, p)$	0.00353	0.03808	0.10641	0.20487

Таблица 2. Полученные выходы активностей продуктов реакций при облучении естественной смеси осмия пучком с максимальной энергией 20 МэВ

Продукт реакции	$Y_{TALYS}$ , Бк/г мкАч	$Y_{ПРЕОБР}$ , Бк/г мкАч	$T_{1/2}$	Распад
$^{185}\text{Os}$	$4.79 \times 10^2$	$4.79 \times 10^2$	93.6 д	$\rightarrow ^{185}\text{Re}$
$^{186}\text{Os}$	$2.65 \times 10^{-13}$	$2.65 \times 10^{-13}$	$2.0 \times 10^{15}$ лет	$\rightarrow ^{182}\text{W}$
$^{191}\text{Os}$	$3.47 \times 10^4$	$3.47 \times 10^4$	15.4 д	$\rightarrow ^{191}\text{Ir}$
$^{186}\text{Re}$	1.09	$1.10 \times 10^1$	3.7185 д	$\rightarrow ^{186}\text{Os} \rightarrow ^{182}\text{W}$
$^{187}\text{Re}$	$1.02 \times 10^{-12}$	$2.73 \times 10^{-11}$	$4.3 \times 10^{10}$ лет	$\rightarrow ^{187}\text{Os}$
$^{188}\text{Re}$	$3.00 \times 10^1$	$2.14 \times 10^2$	17.005 ч	$\rightarrow ^{188}\text{Os}$
$^{189}\text{Re}$	$1.41 \times 10^1$	$2.63 \times 10^2$	24.3 ч	$\rightarrow ^{189}\text{Os}$
$^{191}\text{Re}$	$1.92 \times 10^3$	$2.07 \times 10^4$	9.8 мин	$\rightarrow ^{191}\text{Os} \rightarrow ^{191}\text{Ir}$

1. S. Jeelani, R. C. Reddy, T. Maheswaran, G. S. Asokan, A. Dany, Theranostics: A treasured tailor for tomorrow // Journal of pharmacy & bioallied sciences 2014 V. 6
2. X. Wang, L. Zhang et al, Flexible use of commercial rhenium disulfide for various theranostic applications // Biomater Sci. 2023 V. 11
3. J. Vucina, H. Ruben. Production and therapeutic use of rhenium-186, 188 - the future of radionuclides // Medicinski pregled 2003 V. 56
4. A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely, TALYS-1.96/2.0 Simulation of nuclear reactions, [https://www-nds.iaea.org/talys/tutorials/talys\\_v1.96.pdf](https://www-nds.iaea.org/talys/tutorials/talys_v1.96.pdf) (2021)
5. B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov. Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery and research // Physics-Uspexhi 2021 V. 63
6. V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov. Investigation of ( $\gamma, p$ )-reactions on zirconium and molybdenum nuclei // The European Physical Journal 2021 V. 58

# ВЛИЯНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВСХОЖЕСТЬ И ФИТОПАТОГЕННЫЙ СТАТУС СЕМЯН

М. С. Чибисова<sup>1</sup>, У. А. Близнюк<sup>1,2</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1,2</sup>, Н. С. Чуликова<sup>3</sup>,  
А. А. Малюга<sup>3</sup>, В. С. Ипатов<sup>2</sup>, Я. В. Зубрицкая<sup>1</sup>, А. Д. Никитченко<sup>1</sup>,  
А. П. Черняев<sup>1,2</sup>, Д. С. Юров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет.  
119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына. 119234, ГСП-1,  
Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Россия

<sup>3</sup>Сибирский федеральный научный центр агробиотехнологий Российской академии наук. 630501,  
Новосибирская область, Новосибирский район, р.п. Краснообск, ул. Центральная, д. 2Б, Россия

E-mail: chibisova.ms20@physics.msu.ru

Радиационная обработка сельскохозяйственных культур является экологически чистым и эффективным аналогом традиционных методов защиты растений, использующих химические реагенты, в долгосрочной перспективе потенциально опасные как для окружающей среды, так и для потребителей [1-4]. В данной работе приведено сравнение влияния низкоэнергетичных электронных пучков и рентгеновского излучения на всхожесть и фитосанитарное состояние семян льна сорта «Северный», гибрида рапса «Билдер» и пшеницы сорта «Новосибирская 29» с естественным заражением фитопатогенными и плесневыми грибами.

Облучение низкоэнергетичными электронными пучками проводилось на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-T001 с максимальной энергией 1 МэВ (НИИЯФ МГУ, Москва, Россия). Облучали в дозах от 4 до 150 Гр трижды для всех типов семян при всех дозах. Семена были упакованы в герметично закрытые пакеты и равномерно распределены в один монослой на дюралюминиевой пластине. Мощность дозы варьировалась в диапазоне от 0,2 до 1,3 Гр/сек.

Облучение рентгеновским излучением проводилось с использованием аппарата 1BPV23-100 с рентгеновской трубкой RAD-100 (ФМБЦ им. Бурназяна, Москва) с молибденовым анодом в дозах от 4 до 150 Гр. Перед облучением семена равномерно распределяли одним монослоем в каждом пакете для обеспечения однородности поглощенной дозы и помещали на расстоянии 11 см от бериллиевого окна рентгеновской трубки. Каждый сеанс облучения включал регистрацию времени воздействия, тока в трубке и напряжения в трубке с допуском погрешности менее 0,1%. Средний ток в трубке составлял 1,0 мА, среднее напряжение – 80,0 кВ. Облучение проводилось в помещении с температурой окружающей среды 20 °С.

Для контроля и оценки поглощенной дозы использовали дозиметрический раствор Фрикке. После облучения происходила высадка семян на питательную среду. В ходе эксперимента оценивали энергию прорастания К3 и константу всхожести семян К7 – долю взошедших семян на 3-й и 7-й день после высадки [5]. Кроме того, на 7-й день исследования проводилась оценка количества и диаметров колоний грибов на облученных и необлученных образцах семян.

Было получено, что обработка семян в диапазоне доз от 4 Гр до 150 Гр оказывает как стимулирующее, так и ингибирующее воздействие на биометрические и фитосанитарные показатели семян. На графиках (Рис. 1) приведено сравнение влияния низкоэнергетичных электронных пучков и рентгеновского излучения на параметры К7 и количество грибов. Штрихом выделены дозы, при которых оба параметра имели положительный эффект более чем на 20% по сравнению с контрольными образцами.

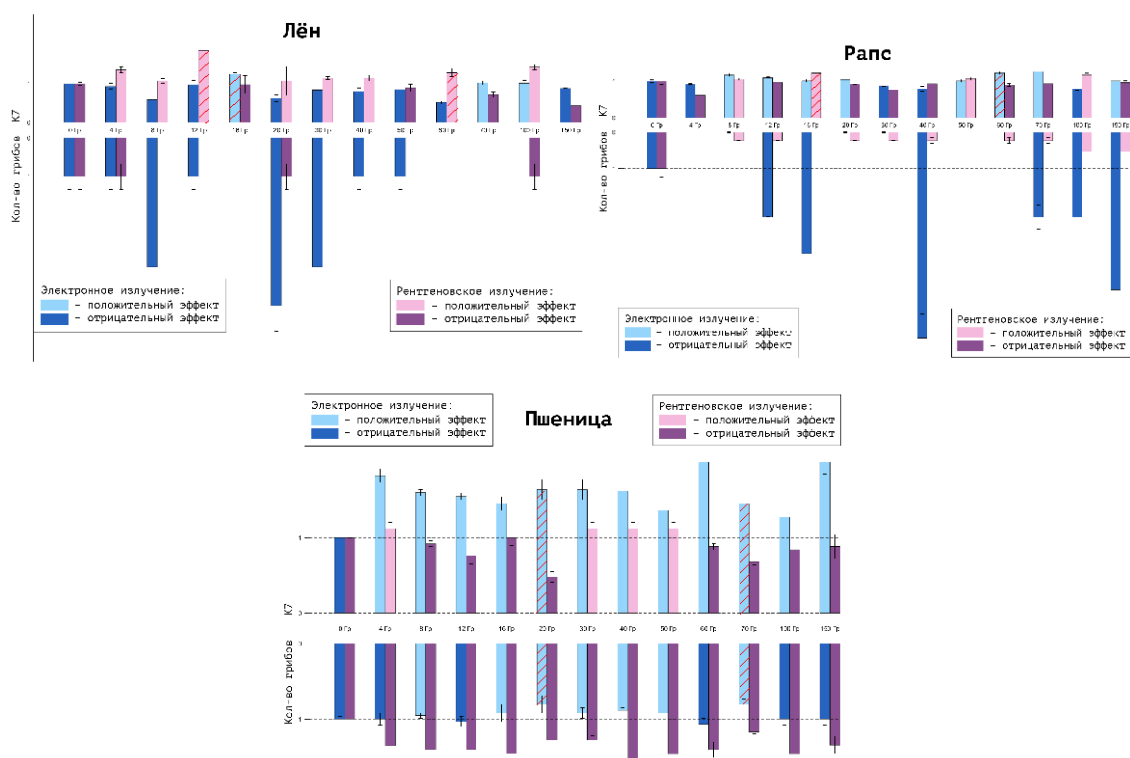


Рис. 1. Зависимость относительных значений всхожести К7 и количества грибов от дозы облучения ускоренными электронами (синие столбцы) и рентгеновскими фотонами (фиолетовые столбцы) для семян льна, рапса и пшеницы.

Анализ фитосанитарного состояния семян выявил широкий спектр фитопатогенных и плесневелых грибов, таких как *Alternaria*, *Fusarium*, *Biolaris*, *Aspergillus*, *Mucor*, *Penicillium*, *Trichoderma*. Количество фитопатогенов, найденных в пшенице, оказалось меньше, чем на семенах льна и рапса, однако, они более стойкие к воздействию высоких доз облучения.

Дозы для льна, которые стимулировали параметры К7 и количество грибов более, чем на 20%: при облучении электронными пучками – 16 Гр, при облучении рентгеном – 12 и 60 Гр. Дозы для пшеницы: при облучении электронными пучками – 20, 70 Гр, при облучении рентгеном – не найдено. Дозы для рапса: при облучении электронными пучками – 60 Гр, при облучении рентгеном – 16 Гр. Более эффективным для облучения льна и рапса оказалось рентгеновское излучение, а для пшеницы – облучение низкоэнергетичными электронами.

1. Z. Shi, Y. Liu, Z. Hu et al. Effect of radiation processing on phenolic antioxidants in cereal and legume seeds: A review // *Food Chemistry*, 2022, No. 396.
2. M. Pan, J. Yang, K. Liu, X. Xie, L. Hong, S. Wang, S. Wang. Irradiation technology: An effective and promising strategy for eliminating food allergens // *Food Research International*, 2021, No. 148
3. P. P. Akhila, K. V. Sunooj, B. Aaliya et al. Application of electromagnetic radiations for decontamination of fungi and mycotoxins in food products: A comprehensive review // *Trends in Food Science & Technology*, 2021, No. 114.
4. A. A. Isemberlinova, I. S. Egorov, S. A. Nuzhnyh et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2021. Vol. 503.
5. ГОСТ 12038-84. 2011. Семена сельскохозяйственных культур. Методы определения всхожести. Стр. 31.

# МЕТОДЫ ОЦЕНКИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В АДАПТИВНОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

А. В. Попова<sup>1</sup>, А. О. Лисовская<sup>2</sup>, А. А. Логинова<sup>2</sup>, А. В. Нечеснюк<sup>2</sup>, В. Н. Беляев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Инженерно-физический институт биомедицины, Москва, Россия,*

<sup>2</sup> *ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» Министерства здравоохранения Российской Федерации, Москва, Россия*

E-mail: ppvann@yandex.ru

Регистрация изображений – это процесс геометрического преобразования, который оптимально выравнивает точки или структуры в регистрируемых наборах изображений на основе анатомических ориентиров. В этом процессе совмещаются исходное (которое подлежит изменению) и целевое (неподвижное) изображения. Жесткая регистрация использует инструменты вращения и перемещения исходного изображения, а деформируемая регистрация основана на механизме локального смещения вокселей [1].

Благодаря возможности управлять сложными и нелинейными изменениями анатомии деформация изображений становится все более распространенным инструментом в области лучевой терапии во всем мире [2]. Например, она может быть применима для коррекции процесса расчета дозы в связи с изменившейся анатомией в целях адаптивной лучевой терапии (АЛТ) [3].

Введение процесса регистрации изображений для АЛТ в клиническую практику требует целостной системы обеспечения контроля качества. В данной работе были исследованы методы оценки регистрации изображений с помощью инструментов программного обеспечения MIM Maestro (MIM Software Inc., Клевланд, Огайо, США).

На основе стандартных алгоритмов деформируемой (СВСТ to СТ, Multi-Modality, Same Subject и др.) и жесткой регистраций в MIM Maestro были созданы 480 исследуемых регистраций КТ-КТ, КТ-КЛКТ, КЛКТ-КЛКТ изображений с различными вариациями параметров алгоритмов (коэффициент сглаживания, нормализация, динамическая регуляризация). В качестве исследуемых объектов выступали КТ и КЛКТ наборы изображений физического фантома со смещениями и пациента с изменившейся анатомией.

Результат каждой проведенной регистрации был подвергнут качественной оценке пользователем и количественной оценке с использованием регистрационных метрик (NMI, Pearson's Correlation Coefficient ( $r$ ) и RMSE), основанных на интенсивности вокселей целевого изображения и результата регистрации:

$$NMI(X, Y) = \frac{H(X) + H(Y)}{H(X, Y)} = 1 + \frac{I(X, Y)}{H(X, Y)};$$

$$r = \frac{\sum_i (x_i - x_m)(y_i - y_m)}{\sqrt{\sum_i (x_i - x_m)^2} \sqrt{\sum_i (y_i - y_m)^2}};$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{M \times N} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (F(i, j) - \bar{F}(i, j))^2}.$$

Было установлено, что оба метода оценки необходимо учитывать равнозначно и совместно, так как по отдельности они не способны гарантировать точность регистрации в полной мере. На основе результатов качественной и количественной оценок были выбраны наиболее оптимальные алгоритмы деформируемой регистрации КТ-КЛКТ: СВСТ to СТ с коэффициентом сглаживания 0,5 для изображений физического фантома и Multi-Modality с коэффициентом сглаживания 0,5 или 1 для изображений пациента. Данный вывод также подтверждают построенные графики зависимости регистрационной метрики  $r$  (стремится к

1 в случае совпадения изображений) от коэффициента сглаживания алгоритма регистрации, выбираемого пользователем. Согласно построенным графикам, наилучший результат регистрации наблюдается для коэффициента сглаживания, равного 0,5 и 1 (рис.1).

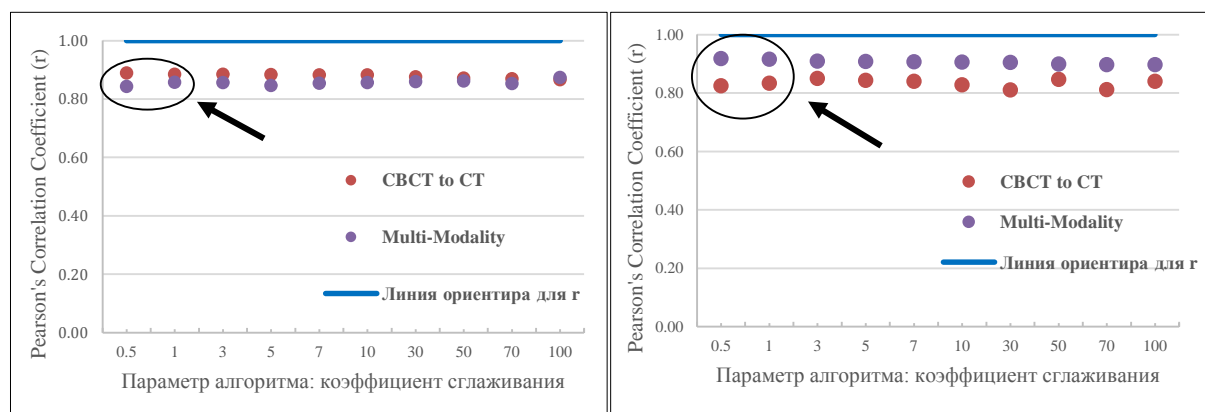


Рис. 1. Зависимость метрики Pearson's Correlation Coefficient (r) от коэффициента сглаживания алгоритмов деформируемой регистрации СВСТ to СТ и Multi-Modality на примере КТ-КЛКТ регистрации изображений физического фантома (слева) и пациента (справа).

Наиболее оптимальные алгоритмы деформируемой регистрации для наборов изображений физического фантома и пациента в случае регистрации КТ-КЛКТ отличаются в связи с различной интенсивностью распределения вокселей в наборах изображений.

Далее на основе оптимальных алгоритмов регистрации в системе MIM Maestro были созданы полуавтоматические рабочие потоки с использованием инструмента Reg Refine, позволяющим пользователю корректировать локальные несоответствия. Регистрационные метрики результата действия рабочих потоков по сравнению с применением только оптимальных алгоритмов улучшились: на [2,74; 9,68] % для NMI, на [0,68; 0,90] % для r, на [0,79; 2,15] % для RMSE. Созданный в работе рабочий поток для проведения регистрации КТ-КЛКТ был применен к наборам изображений реального пациента (рис.2).



Рис.2. Результат применения рабочего потока по проведению деформируемой регистрации КТ-КЛКТ наборов изображений пациента: «до» (слева) и «после» (справа).

1. K.K. Brock, S. Mutic et. al. Use of image registration and fusion algorithms and techniques in radiotherapy: Report of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 132. // Medical Physics. №7. 2017. V. 44. P. 43-76.
2. A.S.R. Mohamed, M.-N. Ruangkul et. al. Quality assurance assessment of diagnostic and radiation therapy-simulation CT image registration for head and neck radiation therapy: anatomic region of interest-based comparison of rigid and deformable algorithms. // Radiology. №3. 2015. V. 274. P. 752-763.
3. I.J. Chetty, M. Rosu-Bubulac. Deformable Registration for Dose Accumulation. // Semin Radiation Oncology. 2019. V. 29(3). P.198-208.

# АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ В КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

А. О. Хуцистова<sup>1\*</sup>, С. А. Золотов<sup>1,2</sup>, В. В. Розанов<sup>1,3</sup>, И. В. Матвейчук<sup>3</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,  
119991, Москва, Россия;

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,  
119991, Москва, Россия;

<sup>3</sup>Всероссийский исследовательский институт лекарственных растений (ВИЛАР), 117216,  
Москва, Россия.

\*E-mail: khucistova.ao17@physics.msu.ru

Актуальность данной работы определяется растущей частотой переломов, хирургических вмешательств в травматологии и распространенностью ортопедических заболеваний, что, в свою очередь, приводит к увеличению количества процедур трансплантации [1].

Важной частью процесса получения эффективного пластикового материала для замещения костных дефектов является стерилизация. Так, радиационная стерилизация является важным и крайне перспективным методом обеззараживания биотканей. В то же время обработка ионизирующим излучением способна оказывать влияние на физические, химические и механические свойства костной ткани, что может отрицательно сказаться на ее прочности и функциональности [1]. Таким образом, для надежного уничтожения патогенных микроорганизмов необходимо иметь точную информацию как о величине интегральной поглощенной дозы, так и о ее пространственном распределении в объекте, что связано с особенностями архитектоники костной ткани и наличием в ней развитой системы внутрикостных пространств [2, 3].

Глубинное распределение дозы в кости во время радиационной стерилизации имеет прямое отношение к безопасности и эффективности этого процесса. Таким образом, изучение глубинного распределения дозы позволит определить оптимальные параметры радиационной стерилизации, которые обеспечат необходимую степень стерильности, минимизируя при этом негативное воздействие на костную ткань.

Кроме того, изучение картины распределения поглощенной дозы может помочь в понимании механизмов взаимодействия ионизирующего излучения с костной тканью. Это может стать основой для разработки новых методов, направленных на повышение эффективности стерилизации и снижения нежелательных негативных эффектов.

В представленной работе проведено моделирование процесса облучения кортикальной кости с помощью программного комплекса GEANT4 рентгеновским излучением от рентгеновской трубки BSV-23 и тормозным излучением. В качестве исходной конфигурации использовались параметры реального эксперимента [4]. Инструментарий GEANT4 может быть применен для получения и оценивания достоверной информации о пространственном распределении в образце костной ткани при радиационной стерилизации с использованием различных источников ионизирующего излучения.

В настоящее время стерилизация рентгеновским облучением рассматривается как многообещающий альтернативный метод вместо традиционного гамма-излучения. Основное техническое преимущество рентгена заключается в том, что его можно «включать» и «выключать» по мере необходимости. В последние годы методика обработки различных объектов рентгеновским излучением получает все более широкое

применение. Это связано с увеличением мощности пучка промышленных электронных ускорителей. Взаимодействие же с веществом, приводящее к стерильности, идентично для рентгеновского и гамма-излучения. На начальном этапе фотоны высокой энергии взаимодействуют с материей, и образуются высокоэнергетические орбитальные электроны (комптоновское рассеяние). Почти все последующие процессы, такие как образование радикалов и, как следствие, физические изменения в ткани, инициируются этими электронами высокой энергии. Кроме того, рентгеновское излучение характеризуется высокой проникающей способностью, что дает возможность получения равномерного распределения дозы по глубине исследуемого образца.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

1. В.В. Розанов, И.В. Матвейчук Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов // Альманах клинической медицины. 2019; 47 (7): 634–646. doi: 10.18786/2072-0505-2019-47-063.
2. В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, Ю.Ю. Литвинов и др. // Биорадикалы и антиоксиданты. 2016. 3. № 3. С. 229.
3. О.Р. Шангина, Р.Т. Нигматуллин. Влияние радиационной стерилизации на структуру и свойства биоматериалов // Морфология. – 2006. – Т.129. – №3. – С.44-47.
4. И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, И.К. Гордонова и др. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов. Пат. РФ № 2630464, кл. А61L23. 2017.



# ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПУЧКОВ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ GEANT4

А. В. Герасимов<sup>1</sup>, А. А. Щербаков<sup>1,2</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: gerasimov.av21@physics.msu.ru

В результате взаимодействия электронов с биологическими средами возникают потоки вторичных частиц – фотонов, позитронов и вторичных электронов. Эти частицы имеют разные пробеги, энергетическое и пространственное распределение. От корректной оценки точности доставки дозы в лучевой терапии зависит качество лечения и дальнейшее выздоровление пациентов. В связи с этим, требуется полноценное исследование и рассмотрение поведения вторичных частиц при различных энергиях первичного пучка и в различных средах.

Изучение процессов образования вторичных частиц в эксперименте является непростой задачей, требующей специальных подходов и проведения большого числа экспериментов на дорогостоящем оборудовании. Компьютерное моделирование облучения водного фантома позволяет детально рассмотреть не только протекающие в веществе процессы, но и количественно оценить их вклад в рождение вторичных частиц.

Исследование проводилось с использованием инструментария GEANT4. В качестве первичного излучения выбирались моноэнергетические пучки фотонов, электронов и позитронов, направляемые на водный фантом. Моделирование производилось со статистикой в 10 миллионов первичных частиц. В результате моделирования были получены спектры вторичных электронов и фотонов, рожденных в результате различных процессов. Произведена оценка вклада различных механизмов образования вторичных электронов. Оценена доля энергии первичных частиц, передаваемая вторичным частицам в различных процессах, а также относительный вклад различных процессов в общее число и суммарную энергию образовавшихся вторичных частиц.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

1. A.V. Ivantchenko et al. Geometry and physics of the Geant4 hadronic physics for space radiation environment. *International Journal of Radiation Biology*, 88(1-2):171-175, sep 2011
2. А.П. Черняев, А.В. Белоусов, Е. Н. Лыкова ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

# ВЛИЯНИЕ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 МЭВ НА РОСТ И ВЫЖИВАЕМОСТЬ БАКТЕРИЙ *ESCHERICHIA COLI* И ГРИБОВ *ASPERGILLUS FUMIGATUS*

В. С. Ким<sup>1\*</sup>, У. А. Близнюк<sup>1,2</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1,2</sup>, В. С. Ипатова<sup>2</sup>,  
Э. М. Насибов<sup>3</sup>, З. К. Никитина<sup>3</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>, Д. С. Юров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,  
Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,  
Москва, Россия

<sup>3</sup>ФГБНУ ВИЛАР, Москва, Россия

\*E-mail: ivantcova.vs20@physics.msu.ru

Продукты питания являются благоприятной средой для размножения широкого спектра микроорганизмов, включая условно-патогенные и патогенные бактерии, плесневые грибы, а также различные вирусы и паразиты, опасные для жизнедеятельности человека. Работы по исследованию влияния ионизирующего излучения на микробиологические, биохимические и органолептические показатели продуктов питания с целью изучения радиочувствительности различных микроорганизмов, населяющих пищевую продукцию, ведутся по всему миру [1-4].

Целью данного исследования было изучение влияния ускоренных электронов с максимальной энергией 1 МэВ на изменение концентраций жизнеспособных клеток суспензий бактерий *Escherichia coli* при облучении в различных начальных концентрациях ( $10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$  КОЕ/г) в разных питательных средах (физиологический раствор, тиогликолевая среда и рыбный фарш) и суспензий грибов *Aspergillus fumigatus* при последующем высевании на различные питательные среды от дозы облучения. Так же проводилось исследование выживаемости бактерий *E.coli* в тиогликолевой питательной среде при их хранении при 2-3°C в течении 18 дней.

Образцы бактерий и грибов были предоставлены из коллекции чистых культур ФГБНУ ВИЛАР. Начальные концентрации бактерий *E.coli* в суспензиях физиологического раствора составили  $(4,2 \pm 0,4) \cdot 10^3$ ,  $(4,3 \pm 0,6) \cdot 10^4$  и  $(5,0 \pm 0,7) \cdot 10^5$  КОЕ/г. Начальная концентрация инокулированных бактерий в фарш форели составила  $(5,3 \pm 0,7) \cdot 10^4$  КОЕ/г. Начальная концентрация *E.coli* в тиогликолевой среде для последующего мониторинга колониеобразующих единиц бактерий в течении хранения составила  $(3,6 \pm 0,3) \cdot 10^5$  КОЕ/г. Начальные концентрации спор грибов в суспензиях физиологического раствора составили  $(3,7 \pm 0,3) \cdot 10^6$  КОЕ/г и  $(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^6$  КОЕ/г для последующего после облучения посева на среды Сабуро и модифицированную среду, соответственно. Модифицированная среда представляла собой солевой фон среды Чапека-Докса с заменой сахарозы на 2% коллаген. Суспензии бактерий и грибов по 0,5 мл помещались в стерильные пробирки типа Эппендорф объемом 2 мл для достижения максимальной однородности при облучении.

Облучение образцов проводилось на ускорителе электронов УЭЛР-1-25-Т-001 (НИИЯФ МГУ, Россия) с максимальной энергией 1 МэВ, средним током пучка  $200 \pm 50$  нА и мощностью дозы  $(3,7 \pm 0,5)$  Гр/с при температуре окружающей среды 20 °С. Образцы в количестве 6 штук выкладывались на дюралюминиевую пластину на расстоянии 12 см от выхода пучка электронов. Контроль и расчет дозы, поглощенной образцами, проводился с использованием компьютерного моделирования с инструментарием Geant4 (ЦЕРН, Швейцария) и дозиметра Фрикке. Бактерии *E.coli* облучали в диапазоне доз от 150 до 4000 Гр, для *A.fumigatus* диапазон доз составил 250 – 1000 Гр.

По результатам исследования были построены зависимости концентраций жизнеспособных микроорганизмов от дозы облучения, концентраций бактерий от времени хранения и зависимости  $\text{Log}_{10} (N/N_0)$  от дозы облучения, по которым

определялись значения доз  $D_{10}$ , необходимых для подавления жизнеспособной популяции в 10 раз, как обратные коэффициенты наклона прямых.

Установлено, что с увеличением начальной концентрации бактерий *E.coli* с  $10^3$  КОЕ/г до  $10^5$  КОЕ/г значение  $D_{10}$  увеличивается от **(0,20 ± 0,03)** кГр до **(0,56 ± 0,07)** кГр, соответственно. При начальной концентрации  $10^4$  КОЕ/г значение  $D_{10}$  составило **(0,31 ± 0,06)** кГр. Таким образом, при увеличении начальной обсемененности продукта необходимо воздействовать на него в большей дозе для подавления микробиологической контаминации до определенного уровня.

Было обнаружено, что статистически значимых различий в концентрациях грибов *A.fumigatus*, выращенных на разных питательных средах после обработки различными дозами электронного излучения, обнаружено не было. Значения дозы  $D_{10}$  совпали в пределах погрешности измерений для обеих питательных сред и составили **(1,14 ± 0,09)** кГр и **(1,09 ± 0,11)** кГр для среды Сабуро и модифицированной среды, соответственно.

При облучении гомогената форели количество жизнеспособных бактерий *E.coli* снизилось в 10 раз при дозе в **(0,64 ± 0,13)** кГр, а при облучении *E.coli* в физиологическом растворе доза  $D_{10}$  составила **(0,33 ± 0,02)** кГр.

Количество жизнеспособных клеток бактерий *E.coli* в тиогликолевой питательной среде уменьшалось с увеличением времени хранения как для контрольных образцов, так и для облученных в дозах от 250 до 1000 Гр, что может быть связано с влиянием низкой для роста и развития бактерий температурой хранения.

Таким образом, при выборе доз облучения для проведения радиационной обработки продуктов питания необходимо учитывать множество факторов, включая биологические факторы — начальная обсемененность микроорганизмами и их видовой состав, а также физические факторы, такие как условия хранения и параметры источника ионизирующего излучения.

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

1. A. Abraham et al. Microbiological quality of chicken sold in Accra and determination of D 10-value of E.coli. // Food and Nutrition Sciences. 2012. V. 3. P. 693-698. 2012
2. C. Sommers et al. Inactivation of uropathogenic Escherichia coli in ground chicken meat using high pressure processing and gamma radiation, and in purge and chicken meat surfaces by ultraviolet light. // Front Microbiol. 2012. V. 7.
3. A. Xu et al. Inactivation of extraintestinal pathogenic E. coli clinical and food isolates suspended in ground chicken meat by gamma radiation // Food Microbiology. 2019. V. 84. 103264.
4. F. Hossain et al. Radiosensitization of Aspergillus niger and Penicillium chrysogenum using basil essential oil and ionizing radiation for food decontamination. // Food Control. 2014. V. 45. P. 156-162.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ МОДЕЛИ КОНЕЧНОСТИ ПАЦИЕНТА С ПРОТЕЗОМ НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В МИШЕНИ

А. П. Жаркова<sup>1,2</sup>, Д. А. Товмасын<sup>1,2</sup>, А. А. Логинова<sup>2</sup>,  
А. В. Нечеснюк<sup>2</sup>, С. М. Варзарь<sup>1</sup>, А. П. Черняев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Национальный медицинский исследовательский центр детской гематологии, онкологии и  
иммунологии имени Д. Рогачева, Москва, Россия

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

В фотонной лучевой терапии для обеспечения необходимого дозового распределения используется устоявшаяся концепция построения дополнительных объемов с отступами от мишени, основанная на приближении статистического дозового облака. Согласно этому приближению, дозовое распределение устойчиво к изменениям плотности вдоль распространения пучка [1]. Вышеупомянутая концепция показывает стабильно хорошие результаты при проведении планирования фотонной лучевой терапии в относительно однородной среде [2,3]. Однако возможно потенциальное снижение эффективности метода при наличии высокой неоднородности среды. Это связано с особенностями взаимодействия фотонного излучения с веществом. Во-первых, взаимодействие определяется коэффициентом поглощения, что влечет за собой более резкое снижение дозы с глубиной проникновения при переходе в среду с большей электронной плотностью [4]. Во-вторых, при распространении фотонного излучения вблизи границ сред с разной электронной плотностью возникают локальные максимумы и минимумы дозы, связанные с разной тормозной способностью и различиями в многократном рассеянии вторичных электронов [5].

Концепция расширения границ облучаемого объема построена на необходимости нивелировать ошибки, возникающие при планировании и проведении лучевой терапии. И большой вклад в изменение дозового распределения фотонов вносит геометрическая неопределенность, которая включает в себя ошибки укладки пациента и изменение геометрии пациента в процессе лечения. Особенно актуальным является исследование дозиметрических эффектов, возникающих при облучении пациентов с металлическими протезами. В настоящей работе проведено моделирование с использованием программного пакета GEANT 4, позволяющее количественно оценить вклад высокой неоднородности среды в изменение дозового распределения при геометрических смещениях изоцентра мишени.

В GEANT 4 была построена модель конечности пациента с мишенью (опухолью) вблизи протеза из титанового сплава. Также было выполнено аналогичное моделирование в той же геометрии, но без протеза – со структурой из встроенных материалов GEANT 4, имитирующей кортикальную и пористую части кости. В рамках моделирования на построенный объем были направлены два встречных пучка фотонов, повторяющих форму мишени, с реальным спектром энергий тормозных фотонов линейного ускорителя Elekta Synergy.

Для исследования влияния геометрических ошибок на дозовое распределение было рассмотрено 18 сценариев неопределенности, воспроизводящих возможные смещения модели конечности пациента в трех направлениях (6 смещений в латеральном, 6 смещений в продольном и 6 смещений в вертикальном направлениях). Величины смещений были получены из анализа реальных данных о смещениях пациентов перед началом лечения относительно запланированного положения. Распределение смещений имеет вид нормального распределения. Модель смещалась на величины одного ( $\sigma$ ), двух

( $2\sigma$ ) и трех ( $3\sigma$ ) стандартных отклонений в выделенных направлениях. Стандартные отклонения для распределений смещений в латеральном, вертикальном и продольном направлениях равны  $1.69 \pm 0.08$ ,  $1.89 \pm 0.08$  и  $1.90 \pm 0.07$  мм соответственно.

По данным, полученным в GEANT 4 для моделей с протезом и с костью, были построены гистограммы доза-объем (ГДО) для мишени и проанализированы точки ГДО, характеризующие поведение максимумов – D2, D5, D10, минимумов – D90, D95, D98 дозового распределения и среднее значение дозы  $D_{mean}$  для каждого смещения. Наиболее показательной является разница в дозовом распределении двух моделей при смещениях в вертикальном направлении в силу особенностей расположения мишени. На рис. 1 представлены относительные изменения дозы, соответствующие смещениям пациента в вертикальном направлении. D95 – минимальная доза, покрывающая 95 % объема мишени и D5 – доза, близкая к максимальной, которую получает не более 5 % объема мишени.

Таким образом, моделирование показало, что в случае присутствия протеза возможно большее ухудшение покрытия при смещениях пациента, чем в случае с более однородной средой. Значения минимумов в случае с протезом меньше на  $1.0 \pm 0.5$ ,  $2.8 \pm 0.6$  и  $3.6 \pm 0.7$  % при смещении вертикально вниз на величины  $\sigma$ ,  $2\sigma$  и  $3\sigma$  соответственно, а изменения максимумов и среднего значений дозы при наличии протеза незначительны (с учетом погрешности в большинстве смещений значения не меняются). Это означает, что при облучении опухолей пациентов с протезами высокой плотности необходимы повышенные требования к точности укладки, а также предварительная проверка устойчивости дозового распределения к геометрическим смещениям.

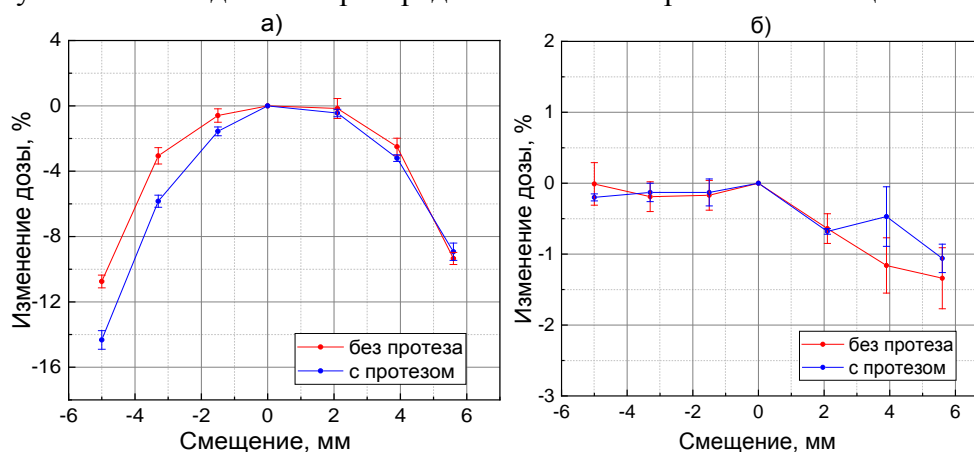


Рис. 1. Относительные изменения дозы, соответствующие смещениям пациента в вертикальном направлении а) D95 – минимальная доза, покрывающая 95 % объема мишени, б) D5 – доза, близкая к максимальной, которую получает не более 5 % объема мишени.

1. Korevaar E. W. et al. Practical robustness evaluation in radiotherapy—A photon and proton-proof alternative to PTV-based plan evaluation //Radiotherapy and Oncology. – 2019. – Т. 141. – С. 267-274.
2. Van Herk M. et al. The probability of correct target dosage: dose-population histograms for deriving treatment margins in radiotherapy //International Journal of Radiation Oncology\* Biology\* Physics. – 2000. – Т. 47. – №. 4. – С. 1121-1135.
3. Karlsson K. et al. Accuracy of the dose-shift approximation in estimating the delivered dose in SBRT of lung tumors considering setup errors and breathing motions //Acta Oncologica. – 2017. – Т. 56. – №. 9. – С. 1189-1196.
4. Nikjoo H., Uehara S., Emfietzoglou D. // Interaction of radiation with matter. 2012.  
Sauer O. A. Calculation of dose distributions in the vicinity of high-Z interfaces for photon beams //Medical Physics. – 1995. – Т. 22. – №. 10. – С. 1685-1690.

# ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ДИСТОРСИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ

П.А. Ломакина<sup>1</sup>, И.В. Мяэживи<sup>1</sup>, А.П. Стрелковская<sup>1</sup>,  
Е.Н. Лыкова<sup>1,2</sup>, А.А. Щербаков<sup>1,2</sup>, А.П. Черняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: lomakina.pa21@physics.msu.ru

В настоящее время растет интерес к использованию магнитно-резонансной томографии (МРТ) для планирования лучевой терапии. Одним из главных препятствий к применению МРТ в лучевой терапии является дисторсия МРТ-снимков. Искажения зависят от устройства МР-томографа и от факторов, связанных непосредственно с пациентом. В работе подводятся итоги ряда исследований искажений, относящихся к обеим группам, проводимых сотрудниками и обучающимися кафедры физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ.

В рамках первого эксперимента исследовались искажения, связанные с неоднородностью магнитного поля томографа. В ходе работы был использован фантом с простой геометрией. Получена серия снимков в различных положениях фантома относительно центра однородности поля. При обработке полученных данных на них была наложена сетка, повторяющая реальные размеры фантома. При помощи сетки проводились измерения отклонений и расстояние до центра однородности.

Следующий эксперимент был направлен на изучение искажений, связанных с магнитной восприимчивостью веществ. В ходе эксперимента использовался фантом с простой геометрией, состоящий из пробирок с разным количеством наполнения кальцийсодержащих веществ. Была произведена серия МР-сканирований. По итогам исследования было замечено сильное искажение формы пробирок на изображении. Было сделано предположение о том, что искажение связано с градиентом магнитного поля, направленным по радиусу катушки.

Третий эксперимент был направлен на количественную оценку влияния искажений на планы стереотаксической радиохирургии метастазов в головном мозге. Для измерения дисторсии в эксперименте использовался самодельный лего-фантом. Обнаруженная дисторсия минимальна в центральной части магнитного поля и значительно увеличивается на периферии исследуемого фантома. Для оценки влияния искажения изображения на доставку дозы были рассчитаны высококомфортные планы облучения для шести метастазов различных объемов, локализованных в одном месте. Контур опухоли смещался на 1, 2 и 3 мм от начального положения мишени.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

1. М. А. Зубков, А. Е. Андрейченко, Е. И. Кретов. Магнитно-резонансная томография человека в сверхвысоком поле: новые задачи и новые возможности // УФН, 189:12 (2019), 1293–1314; Phys. Usp., 62:12 (2019), 1214 -1232
2. А.П. Черняев. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина. Москва: Издательство Московского университета, 2019. - 231, [3] с.: ил.
3. Л. Д. Линденбратен, И. П. Королук Медицинская радиология / Москва, Медицина, 2000
4. Н. В. Анисимов, С. С. Батова, Ю. А. Пирогов Магнитно-резонансная томография: управление контрастом и междисциплинарные приложения / Под ред. проф. ЮА Пирогова, Москва: МАКС Пресс, 2013

## ГАРАНТИЯ КАЧЕСТВА ПЛАНОВ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИСТЕМЫ НЕЗАВИСИМОГО РАСЧЕТА ДОЗЫ

И. Р. Залялов<sup>1</sup>, А. П. Черняев<sup>1</sup>, Д. А. Коконцев<sup>2</sup>, А. А. Логинова<sup>2</sup>, А. В. Нечеснюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,*

<sup>2</sup>*ФГБУ Национальный медицинский исследовательский центр детской гематологии, онкологии  
и иммунологии им. Дмитрия Рогачева МЗ РФ, Москва, Россия*

E-mail: ildar\_zalyalov@mail.ru

Независимый расчет поглощенной дозы, приходящейся на мониторинговую единицу (МЕ) излучения, является частью комплексной программы гарантии качества во многих отделениях лучевой терапии [1]. Способы независимого расчета дозы развивались и перешли от ручного расчета на основе факторов к программам, использующим метод Монте-Карло, то есть стали сравнимы по точности с современными системами планирования [2]. В отделении лучевой терапии НМИЦ ДГОИ имени Дмитрия Рогачева была введена в эксплуатацию одна из первых таких систем независимого расчета дозы на основе метода Монте-Карло – MIM SureCalc (MIM Software Inc., Cleveland, OH, USA).

Важной задачей является анализ систематических различий между дозовыми распределениями, рассчитанными в системе планирования и в системе независимого расчета дозы, для наиболее эффективного обнаружения случайных ошибок, допущенных во время дозиметрического планирования в рутинной клинической деятельности.

Целью данной работы является оптимизация процедуры проверки соотношения поглощенной дозы и числа мониторинговых единиц за фракцию в планах лучевой терапии.

Были выполнены модельные эксперименты с использованием трех виртуальных однородных фантомов с плотностями, характерными для легких (-784 HU), мягких тканей (1 HU) и костей (814 HU). Для каждого фантома в системе планирования (СП) Monaso версии 5.11 (Elekta) созданы планы обучения на медицинском линейном ускорителе Elekta Synergy, снабженном многолепестковым коллиматором Agility, включающие одно квадратное поле стороной от 1 до 15 см. Предписана доза 1 Гр на глубине 10 см вдоль оси пучка, максимальная энергия фотонов - 6 МэВ. Дозы рассчитаны также в системе MIM SureCalc и полученные дозовые распределения сравнены между собой.

Получено, что в областях с низким градиентом дозы различия зависят от плотности фантома. В фантомах с плотностями легких и мягких тканей преобладала доза, рассчитанная в СП Monaso, плотностью костей - доза, рассчитанная в системе MIM SureCalc. Средняя разница доз на оси пучка размером 10x10 см<sup>2</sup> равна 1.9±0.7%, 0.9±0.6% и 1.4±0.6% соответственно.

При рассмотрении областей с высоким градиентом дозы отмечено, что профили доз, рассчитанных в системе MIM SureCalc имеют более резкий спад на границе поля, что имеет большое влияние на различие в дозах при малых полях. В фантомах с плоскостями легких, мягких тканей и костей доза на оси пучка размером 1x1 см<sup>2</sup>, рассчитанная системой MIM SureCalc превышает дозу, рассчитанную СП Monaso на 8.3±0.5%, 3.7±0.6% и 6.2±1.3% соответственно. Данные различия более выражены на тех краях поля, которые формируются многолепестковым коллиматором по сравнению с теми, которые формируются диафрагмами коллиматора.

Были проведены дозиметрические эксперименты с использованием IMRT фантома головы и торса 002H9K (Sun Nuclear) и антропоморфного фантома АТОМ 705 (Sun Nuclear). На основе КТ изображений этих фантомов в СП созданы планы с полями различных размеров, которые отличаются лишь величиной отступа от контура

чувствительного объема ионизационной камеры. Такие планы были созданы для всех доступных максимальных энергий фотонов - 6, 10, 15 МэВ и каждому полю было предписано 100 МЕ. Далее рассчитанные в системах Monaco и MIM SureCalc дозы сравнивались с измеренными с помощью ионизационной камеры CC13 (IBA Dosimetry) при облучении фантомов на линейном ускорителе Elekta Synergy.

По результатам измерений в IMRT фантоме головы и торса выявлено, что СП Monaco дает более близкие к измерениям результаты, чем система MIM SureCalc (рис. 1). Между собой системы показали достаточно близкие результаты, чего и следовало ожидать для фантома с плотностью воды по результатам модельных экспериментов. В среднем доза, рассчитанная в СП Monaco превышает дозу, рассчитанную MIM SureCalc на  $0.7 \pm 0.5\%$ . Каких-либо зависимостей от размера поля и энергии фотонов не выявлено.

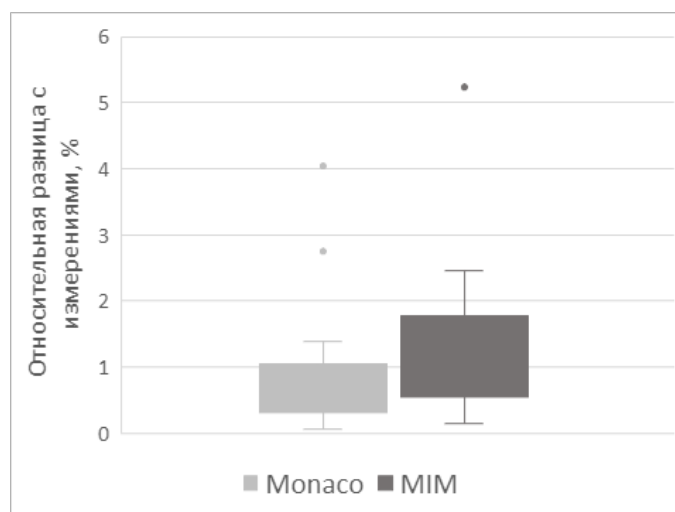


Рис. 1. Относительная разница между измеренными в IMRT фантоме и рассчитанными дозами для 15 планов.

По результатам измерений в легких антропоморфного фантома выяснено, что с уменьшением размера поля разница между рассчитанными и измеренными дозами увеличивается и достигает 10–12% для наименьшего поля. Для всех размеров полей и энергий пучка измеренные значения получились больше, чем рассчитанные. Между собой результаты расчета в двух системах достаточно близки, особенно для энергии 10 МэВ (в пределах 1.5%), наибольшие различия для энергий 6 и 15 МэВ наблюдаются для поля наименьшего размера, причем преобладает доза, рассчитанная MIM SureCalc, и различия достигают 2.3% и 4.9% соответственно. Данные результаты нуждаются в более подробном исследовании с учетом особенностей дозиметрии малых полей.

Полученные результаты планируется дополнить путем проведения модельных экспериментов для планов с энергиями 10 и 15 МэВ и затем использовать в работе по установлению отдельных параметров гамма-анализа для различных областей тела и различных методов доставки дозы (3D-CRT, IMRT, VMAT).

1. Zhu T. C. et al. Report of AAPM Task Group 219 on independent calculation-based dose/MU verification for IMRT //Med. Phys. C 2021. V. 48, 15069.
2. Kim D. W. et al. History of the photon beam dose calculation algorithm in radiation treatment planning system //Prog. in Med. Phys. C 2020. V. 31, 14316.



# ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФЕНОЛОГИЮ, УРОЖАЙНОСТЬ И ХИМИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ КАРТОФЕЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СОРТОВ

Я. В. Зубрицкая<sup>1</sup>, В. М. Авдюхина<sup>1</sup>, М. О. Байтлер<sup>4</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1,2</sup>,  
С. А. Золотов<sup>1</sup>, А. А. Малюга<sup>3</sup>, И. А. Родин<sup>4</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>, Н. С. Чуликова<sup>3</sup>,  
А. В. Шик<sup>4</sup>, Д. С. Юров<sup>2</sup>, У. А. Близнюк<sup>1,2</sup>, М. К. Беклемишев<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

<sup>3</sup>Сибирский федеральный научный центр агробиотехнологий Российской академии наук,  
Краснообск, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет,  
Москва, Россия

E-mail: ууруана@gmail.com

Радиационная обработка зарекомендовала себя в сфере сельского хозяйства как универсальный и экологичный метод предпосевной обработки и способ продления сроков хранения получаемого урожая [1, 2]. Достижимые при обработке биологические эффекты являются следствием физических и химических процессов, происходящих при взаимодействии ионизирующего излучения с веществом. Таким образом, физико-химические методы анализа могут быть использованы для контроля и идентификации факта облучения. Данная работа посвящена исследованию влияния радиационной обработки на биометрические и химические показатели картофеля, заражённого грибом *Rhizoctonia solani*.

В двухлетнем исследовании клубни сорта Лина с естественным заражением грибом *Rhizoctonia solani* (*R. solani*) облучали в дозах от 20 Гр до 3 кГр на линейном ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ и средней мощностью пучка 25 кВт. Полевые исследования, направленные на изучение фенологии и урожайности культуры, проводились на сельскохозяйственной опытной станции Элитная СФНЦА РАН. Полученный урожай проходил фракционный анализ и анализ фитосанитарного состояния на предмет заболеваний, вызываемых *R. solani*.

Для проведения физико-химического анализа методом «отпечатков пальцев» картофель сортов Лина и Агата, нарезанный на параллелепипеды размерами 15 × 5 × 5 мм<sup>3</sup> проходил обработку рентгеновским излучением с использованием установки ДРОН УМ-2 с рентгеновской трубкой БСВ-23 с медным анодом. После облучения получали экстракты: к образцам добавляли водный раствор аскорбиновой кислоты и перемешивали на орбитальном шейкере в течение 12-20 ч. В полученные экстракты добавляли карбоцианиновые красители и проводили с ними индикаторные реакции агрегации и окисления, протекание которых изменяло интенсивности светопоглощения и флуоресценции реакционных смесей. Предполагали, что вещества, образующиеся в образцах после облучения, влияют на скорость индикаторных реакций. Указанный анализ проводили как в день облучения, так и на 2-е и 6-е сутки после него. Не используемые в день анализа образцы хранили в холодильной камере при температуре 4°C.

Двухгодичное исследование показало снижение скорости роста и урожайности культуры после облучения дозами свыше 20 Гр. Тем не менее, радиационная обработка привела к снижению поражения нового урожая грибом *Rhizoctonia solani*, тем самым повышая качество полученных клубней. С учётом влияния ионизирующего излучения на культуру картофеля и фитопатогенный грибок облучение низкоэнергетичными электронами

в диапазоне доз от  $(22 \pm 2)$  Гр до  $(28 \pm 2)$  Гр позволило подавить склероциальные формы заболевания не менее чем на 10% от контрольных значений при снижении урожайности культуры менее чем на 25%. Второй год исследования отличался более резким спадом показателей урожайности с увеличением дозы облучения, из-за чего удовлетворяющего условиям первого года эффективного диапазона обработки для него выработано не было.

Посредством анализа методом «отпечатков пальцев» удалось различить необлучённые образцы картофеля и образцы, облучённые рентгеновским излучением в дозах 100 и 1000 Гр. Мониторинг образцов при их хранении показал, что успешность различения на 0, 2 и 6 день для сорта Лина составила 100; 79 и 96%, а для сорта Агата – 74; 100 и 100%, соответственно. Сохранение возможности различения облучённых и необлучённых образцов по прошествии времени после обработки говорит о том, что при воздействии ионизирующим излучением в картофеле возникают устойчивые во времени химические изменения. Интерес представляет их последующий анализ на предмет наличия маркеров радиационной обработки.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 22-63-00075.*

1. Н.И. Санжарова и др. Радиационные агробiotехнологии: приоритетные направления развития и коммерциализации //Аграрная наука. 2016, No. 1, 2-4.
2. Г.В. Козьмин и др. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности //Достижения науки и техники АПК. 2015, Т. 29, No. 5, 87-92.

# СРАВНЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАЗНЫХ ТИПОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАТИВНУЮ СТРУКТУРУ БЕЛКА

У. А. Близнюк<sup>1,2</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1,2</sup>, А. В. Браун<sup>1</sup>, О. Ю. Хмелевский<sup>1</sup>,  
П. М. Ухина<sup>1</sup>, В. С. Ипатова<sup>2</sup>, А. Д. Никитченко<sup>1</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>,  
Д. С. Юров<sup>2</sup>, И. А. Родин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>3</sup>Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова

E-mail: polya.ukhina@mail.ru

Радиационная обработка активно применяется в качестве метода обработки сельскохозяйственной продукции от насекомых [1], при производстве кормов и кормовых добавок для животных, для радиационной обработки продуктов питания (стерилизация, увеличение сроков годности, уменьшение количества бактерий) [2]. Также радиационная обработка позволяет стимулировать скорость роста и развития растений [1], и иммунитет животных [3].

Воздействие излучения на биологические объекты может повреждать клеточные структуры, различные высоко- и низкомолекулярные вещества, содержащиеся в межклеточном пространстве. Все эти процессы значительно могут влиять на биохимические свойства биообъектов в результате изменения межмолекулярных связей в клетках тканей [4]. В ряде статей, посвященных радиационной пищевой обработке показано, что аминокислотный состав белков сохраняется неизменным в дозах до 10кГр. [4-6]. Выраженность эффектов от воздействия ионизирующего излучения зависит от параметров обработки и от особенностей биологической системы.

В биологических исследованиях в качестве модельного часто рассматривается белок бычий сывороточный альбумин (БСА) [4]. Количество данного белка в плазме крови составляет более 50 % от всех белков. Альбумины содержатся как в продуктах животного происхождения, так и в продуктах растительного происхождения.

Цель данной работы состояла в исследовании влияния разных типов ионизирующего излучения при различных мощностях на структурные характеристики белка жидкостной хроматомасс-спектрометрией высокого разрешения.

В работе представлены результаты воздействия ионизирующего излучения разной мощности на структурные характеристики белка бычьего сывороточного альбумина (БСА) в водном растворе с помощью разработанного метода количественной оценки содержания нативной формы молекул путем идентификации уникальных пептидов доменных структур белка с использованием жидкостной хроматомасс-спектрометрии высокого разрешения. Приведено сравнение облучения образцов БСА пучком ускоренных электронов с энергией 1 МэВ при мощностях 3,7 Гр/с и 18,5 Гр/с и рентгеновским излучением с энергией 60 кэВ при мощностях 0,9 Гр/с и 1,8 Гр/с в дозах 0,15 кГр - 8 кГр. Поглощенная доза в объеме образца, оценивалась с помощью ферросульфатного метода дозиметрии.

Было показано, что при большей мощности излучения увеличивается количество молекул белка с повреждениями нативной структуры. Отмечен различный характер кривых уменьшения концентрации пептидов БСА в зависимости от дозы при воздействии ускоренными электронами и рентгеновским излучением.

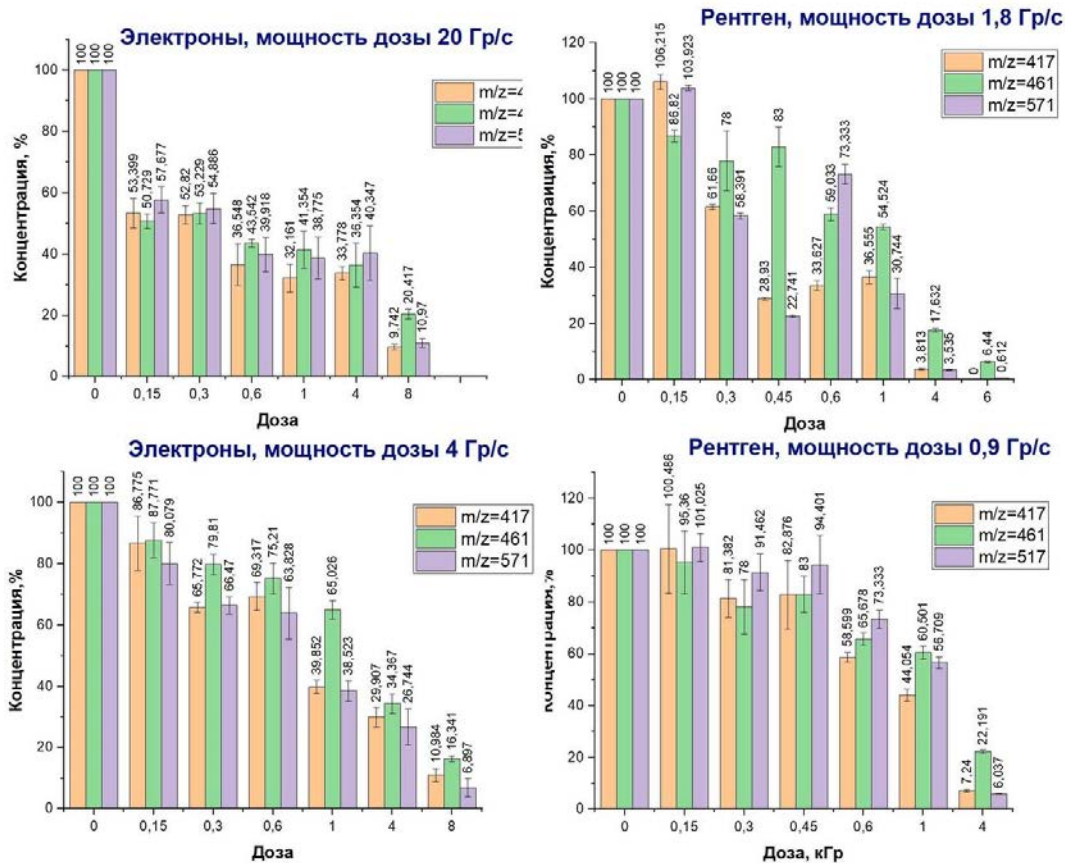


Рисунок 1. Диаграммы зависимости относительной концентрации идентифицированных уникальных пептидов БСА от дозы при облучении: а) ускоренными электронами при мощностях дозы 4 Гр/с и 20 Гр/с; б) рентгеновским излучением при мощностях дозы 0,9 Гр/с и 1,8 Гр/с.

1. Г.В. Козьмин, Н.И. Санжарова, И.И. Кибина, А.Н. Павлов, В.Н. Тихонов. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности // Достижения науки и техники АПК. 2015. Т. 29. №5. С. 87-92.
2. С.Б. Тышкыбаева, Н.М. Ошакбаева, В.С. Степасюк. Использование ионизирующих излучений при производстве кормов и кормовых добавок для сельскохозяйственных животных // 3I: Intellect, idea, innovation – интеллект, идея, инновация. 2016. №1-1. С. 108-113.
3. M. Vilić, Ž. Gottstein, I. Ciglar Grozdanić, K. Matanović, S. Miljanić, H. Mazija, P. Kraljević. Effect of low dose gamma-radiation upon Newcastle disease virus antibody level in chicken // Iran. J. Radiat. Res., 2009; 7 (1): 27-31.
4. А.В. Браун, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщгородская, В.С. Ипатова, О.Ю. Хмелевский, А.П. Черняев, И.А. Ананьева, И.А. Родин. Исследование влияния ускоренных электронов на структурные характеристики бычьего сывороточного альбумина с использованием жидкостной хромато-масс-спектрометрии высокого разрешения // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 2023, том 89 №3. С. 14-24.
5. M. Giroux, M. Lacroix. Nutritional adequacy of irradiated meat — a review // Food Res. Int. 1998. Vol. 31. N 4. P. 257 – 264. DOI: 10.1016/S0963-9969(98)00092-1
6. H. Zarei, M. Bahreinipour, K. Eskandari et al. Spectroscopic study of gamma irradiation effect on the molecular structure of bovine serum albumin // Vacuum. 2016. Vol. 136. P. 91 – 96. DOI: 10.1016/j.vacuum.2016.11.029

# СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ПЛАНОВ ЛЕЧЕНИЯ В РАДИОХИРУРГИИ ГАММА-НОЖ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ РУЧНОМ И ОБРАТНОМ ПЛАНИРОВАНИИ

Е. А. Новикова<sup>1</sup>, Е. Н. Лыкова<sup>1</sup>, И. И. Банникова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>АО "Деловой Центр Нейрохирургии" (Центр «Гамма-нож г. Москва»), Москва, Россия.

E-mail: evgeniyanovikovazar@gmail.com

Гамма-нож (Leksell Gamma Knife Icon) - современная установка для стереотаксической радиохирургии внутричерепных патологий. Подведение дозы во время лечения осуществляется с помощью 192 источников <sup>60</sup>Со, расположенных в восьми независимых секторах. Излучение от каждого источника проходит через круглые отверстия - коллиматоры четырех возможных конфигураций: диаметрами 4 мм, 8 мм, 16 мм и полностью закрытый коллиматор (блок) [1]. Подведение дозы в точку при фиксированном наборе коллиматоров называют "шотом". Планирование лечения на Гамма-ноже представляет собой подбор положения и относительного времени лечения каждого шота. Традиционный ручной метод планирования является сложным и трудоемким процессом, результат которого сильно зависит от опыта планировщика. В связи с этим в последние годы активно развиваются автоматизированные методы планирования лечения.

Leksell Gamma Knife Lightning - программное обеспечение обратного планирования, формирующее планы лечения на основе заданного пользователем набора ограничений [2]. Целью данного исследования является сравнения основных показателей качества планов облучения небольших (объемом до 0,1 см<sup>3</sup>) метастазов, созданных с использованием Leksell Gamma Knife Lightning и стандартным ручным методом.

Предшествующие исследования [3-4] показали, что использование в клинической практике Lightning имеет ряд преимуществ. Во-первых, система автопланирования позволяет уменьшить время облучения или сохранить его на уровне ручных планов. Все авторы отмечали существенное сокращение затраченного на создание планов времени. Во-вторых, оптимизированные планы могут демонстрировать статистически значимое улучшение качества. В-третьих, не наблюдается значимых различий в качестве обратно оптимизированных планов, созданных начинающими и опытными пользователями.

В представленной работе рассмотрена выборка из 25 пациентов со множественными мелкими метастазами (суммарно 203 очага). Для каждого случая было создано два плана: с использованием оптимизатора Lightning и в стандартном ручном режиме. Для оценки статистических различий между планами лечения использовался критерий Уилкоксона с принятым 5% уровнем значимости.

Небольшие метастазы, имеющие форму близкую к сферической, при ручном планировании обычно облучают одним шотом, с диаметром большим, чем диаметр мишени. Далее подбирается значение изодозы, при которой диаметр изодозовой кривой близок к диаметру мишени [1].

В рассмотренной выборке, несмотря на использование настройки оптимизатора full coverage, наблюдалось снижение параметра покрытия<sup>1</sup> в автоматизированных планах.

---

<sup>1</sup> Покрытие =  $\frac{TV \cap PIV}{TV}$ , где TV – объем мишени, PIV – суммарный объем тканей, облученный дозой

Также был отмечен рост  $GI^2$ , селективности<sup>3</sup>, минимальной дозы. Статистической разницы во времени лечения не было выявлено. Автоматизированные планы продемонстрировали увеличение значения параметра  $V_{12Gr}$  здоровой ткани, получающей дозу в 12 Гр в матрице по сравнению с ручными планами. Результат оценки статистических различий между ручными и оптимизированными планами лечения представлен на рис. 1.

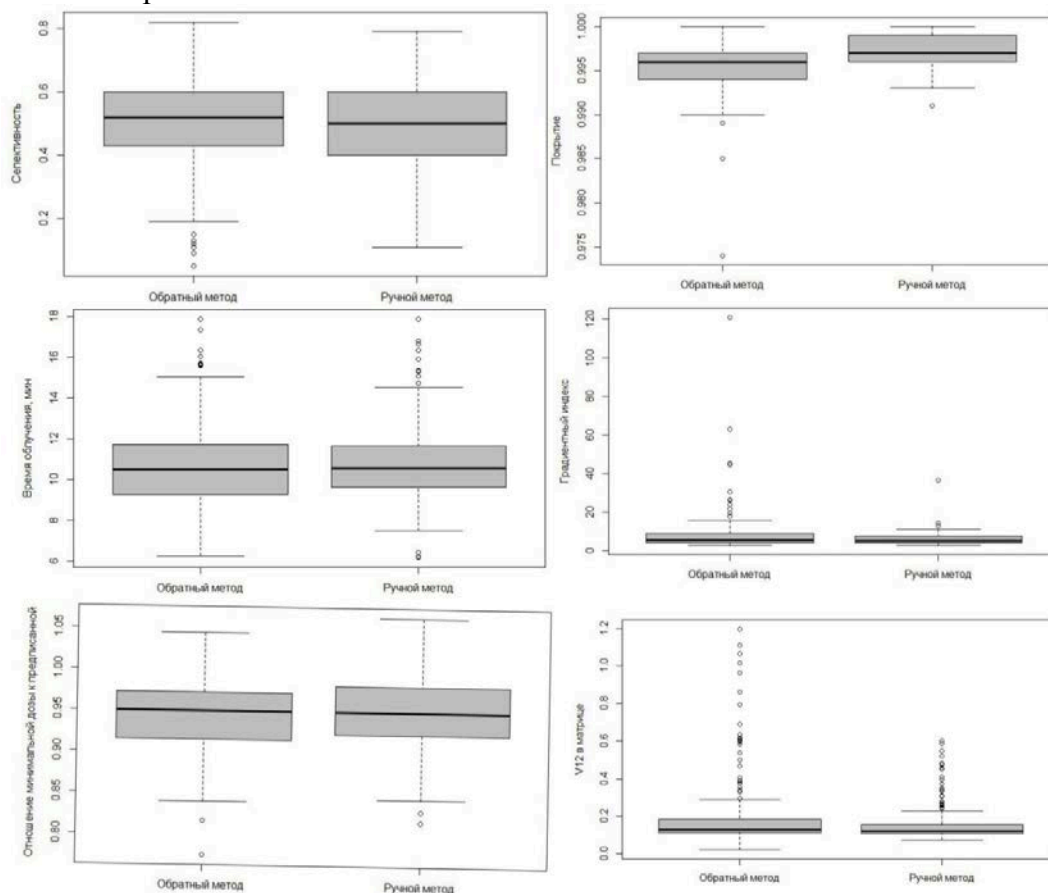


Рис. 1. Диаграммы размаха значений дозиметрических параметров, полученных с помощью ручного и обратного методов планирования

Рост значений  $V_{12Gr}$  приводит к увеличению вероятности клинически значимых повреждений нормальных тканей. Несмотря на увеличение селективности, планы, сформированные оптимизатором, оказались менее щадящими. Полученные данные могут быть использованы в дальнейшем для оценки эффективности использования Lightning при планировании пациентов с множественными метастазами.

1. А. В. Голанов, В. В. Костюченко. Нейрорадиохirurgия на Гамма-ноже - М.: ИП Т. А. Алексеева, 2018 – 960 с.
2. J. Sjölund, S. Riad, M. Hennix, H. Nordström, A Linear Programming Approach To Inverse Planning In Gamma Knife, Medical Physics, <https://doi.org/10.1002/mp.13440> (2019).
3. Manon Spaniol et al. Inverse Planning In Gamma Knife Radiosurgery: A Comparative Planning Study, Physica Medica, doi: 10.1016/j.ejmp.2021.02.019 (2021)
4. Taoran Cui et al. Clinical Evaluation Of The Inverse Planning System Utilized In Gamma Knife Lightning, Frontiers in Oncology, doi: 10.3389/fonc.2022.832656 (2022).

<sup>2</sup> Градиентный индекс  $GI = \frac{PIV_{50\%}}{PIV}$ , где  $PIV_{50\%}$  – суммарный объем тканей, облученный дозой, равной половине предписанной

<sup>3</sup> Селективность  $= \frac{TV \cap PIV}{PIV}$

# ИССЛЕДОВАНИЕ ИШЕМИЧЕСКИХ ПОВРЕЖДЕНИЙ МЕТОДАМИ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ И СПЕКТРОСКОПИИ НА ЯДРАХ $^1\text{H}$ , $^{23}\text{Na}$ , $^{31}\text{P}$ .

Р. А. Пережогин<sup>1</sup>, О. С. Павлова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, факультет  
фундаментальной медицины, лаборатория магнитной томографии и спектроскопии,  
Москва, Россия

E-mail: perezhogin.roma10@yandex.ru

Сердечно-сосудистые заболевания являются основной причиной смерти во всем мире, от которой по оценкам ВОЗ каждый год умирает 17,9 млн человек [1]. Ишемия – это сосудистое заболевание, связанное с нарушением артериального кровоснабжения ткани, органа или конечности, которое при отсутствии лечения может привести к гибели тканей. Понимание процессов, происходящих внутри клеток и тканей во время ишемии, имеет ключевое значение для разработки более эффективных методов лечения.

Из всех методов диагностики, магнитно-резонансная томография (МРТ) занимает особое место благодаря своей высокой информативности, безопасности и неинвазивности. В настоящее время в клинической практике применяется только МРТ на ядрах водорода-1 (протонах).

В данной работе дополнительно к ядрам водорода предлагается развивать методы МР томографии и спектроскопии (МРС) на ядрах натрия-23 и фосфора-31 для исследования ишемических повреждений.  $^{23}\text{Na}$  играет ключевую роль во всех обменных процессах в живых организмах, регулирует осмотическое давление, кислотно-щелочной баланс, участвует в сердечной деятельности, передаче нервных импульсов и сокращении мышц. В свою очередь фосфор содержится в энергетических метаболитах, в частности аденозинтрифосфате (АТФ), являющемся главной энергетической валютой живых организмов. Таким образом, проведение МРТ и МРС исследований на ядрах натрия-23 и фосфора-31 может давать важную функциональную информацию о состоянии организма.

Главной проблемой мультядерных методов в МРТ является их низкая по сравнению с протонами чувствительность, в связи с чем в настоящее время ведутся работы по улучшению приемно-передающего тракта МРТ систем, а также усовершенствуются различные методики сканирования [2]. Данное направление является активно развивающимся и каждый год по данной тематике публикуются десятки статей (например, [3,4]).

Отличительной чертой настоящей работы является совмещение нескольких мультядерных методов (на протонах, натрие-23, фосфоре-31), что потенциально даст более детальную и полную информацию о патогенезе различных заболеваний (в частности, ишемии). Исследования проводятся на доклиническом 7-Тл МРТ сканере, предназначенном для исследования малых лабораторных животных. Работа включает в себя оптимизацию сканирования на различных ядрах, выявление возможностей мультядерных МРТ и МРС методов для исследования различных тканей на интактных лабораторных животных (крыс и/или мышей), а также апробацию развиваемых методов на животных с патологией (ишемией).

1. Сердечно-сосудистые заболевания // Всемирная организация здравоохранения URL: [https://www.who.int/ru/health-topics/cardiovascular-diseases#tab=tab\\_1](https://www.who.int/ru/health-topics/cardiovascular-diseases#tab=tab_1) (дата обращения: 20.10.2023).
2. Choi CH, Ha Y, Veeraiah P, Felder J, Möllenhoff K, Shah NJ. Design and implementation of a simple multinuclear MRI system for ultra high-field imaging of animals. *J Magn Reson.* 2016;273:28-32. doi: 10.1016/j.jmr.2016.10.007.
3. Tsampasian V, Cameron D, Sobhan R, Bazoukis G, Vassiliou VS. Phosphorus Magnetic Resonance Spectroscopy (31P MRS) and Cardiovascular Disease: The Importance of Energy. *Medicina (Kaunas).* 2023;59(1):174. doi: 10.3390/medicina59010174.
4. Akbari A, McIntyre CW. Recent Advances in Sodium Magnetic Resonance Imaging and Its Future Role in Kidney Disease. *J Clin Med.* 2023;12(13):4381. doi: 10.3390/jcm12134381.



## ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛИОКСИДОВ ВОДОРОДА $H_2O_N$ ( $N \geq 4$ ) В ПРОТОЧНОМ ПЛАЗМЕННОМ РЕАКТОРЕ

Н. А. Аристова<sup>1</sup>, И. П. Иванова<sup>2</sup>, Н. К. Гулько<sup>3</sup>, А. А. Макаров<sup>3</sup>, И. М. Пискарев<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Ниженетагильский технологический институт (филиал) УГТУ, Нижний Тагил, Россия

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет имени Н.Г. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Фирма АЙПЛАЗМА, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

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

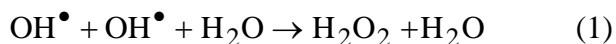
Стерилизация продуктов птицеводства является важной задачей [1]. Одним из способов решения такой задачи является озонирование. Но озон - селективный окислитель, поэтому стерилизация с использованием озона не всегда приносит требуемые результаты. В частности, для промывки и стерилизации куриных яиц приходится использовать вещества, которые не являются экологически чистыми. Экологически чистым стерилизующим агентом является перекись водорода, распадающаяся на воду и кислород. Однако ее окислительный потенциал недостаточно велик для полной дезинфекции. Представляет интерес поиск возможностей генерации полиоксидов водорода строения  $H_2O_N$ ,  $N \geq 4$ , обладающих более высоким окислительным потенциалом.

В работе [2] исследовалась генерация продуктов под действием импульсного разряда в области микропузырьков, образующихся в процессе кавитации. В нашей работе исследовалось образование окислителей и восстановителей в дистиллированной воде ( $pH=6.5$ ) под действием импульсного разряда в области кавитационных пузырьков. Амплитуда импульсов высокого напряжения 4 кВ, амплитуда импульсов тока 10 А, длительность импульса тока 150 нс, частота повторения 30 кГц. Поток воды через кавитатор 5 литров в минуту, давление на кавитаторе 2 бар. Плазма горит в кавитационной полости длиной 20 мм, где добавки воздуха нет. Средняя мощность, выделяемая в области разряда 200 Дж/с. Доза рассчитывалась как энергия электрического разряда, выделяемая в кавитационной полости, нормированная на 50 мл обрабатываемой воды, и составляла 120 Дж(50мл мин)<sup>-1</sup>. Вода циркулировала по замкнутому кругу, объем накопителя 5 л.

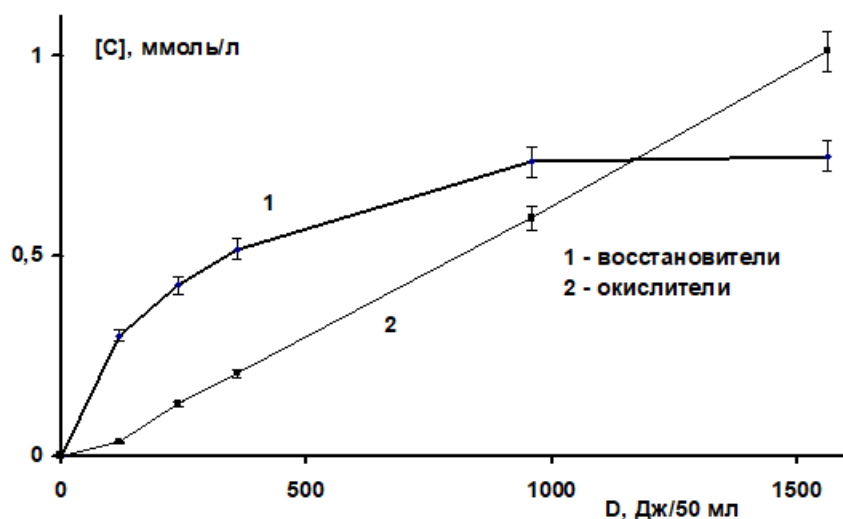
После обработки воды в течение заданного времени измеряли содержание в ней окислителей и восстановителей. Концентрация окислителей определялась по выходу трехвалентного железа в реакции с солью Мора в 0.4М серной кислоте. Выход  $Fe^{3+}$  рассчитывался по оптической плотности полосы  $\lambda = 304$  нм в спектре поглощения, коэффициент экстинкции  $\epsilon = 2100$  л(моль см)<sup>-1</sup>. Концентрация восстановителей рассчитывалась на основании уменьшения оптической плотности полосы 545 нм,  $\epsilon = 2160$  л(моль см)<sup>-1</sup> раствора  $KMnO_4$  в 0.4М серной кислоте. Коэффициенты экстинкции определялись по эталонным растворам.

Результаты представлены на рис. 1. Видно, что восстановители нарабатываются относительно быстро, их концентрация с ростом дозы выходит на плато. Окислители нарабатываются медленно. Величина pH обработанной воды возрастает, при дозе ~ 1000 Дж/50 мл становится равной  $pH = 8.5$ , и далее не меняется. В спектре излучения из области разряда имеется линия гидроксильных радикалов (309 нм), атомов водорода (486 и 660 нм) и атомов кислорода (777 нм). Других линий нет.

Исходя из кинетики накопления восстановителей и окислителей, можно предположить, что первым стабильным продуктом, образующимся в разряде из гидроксильных радикалов, является перекись водорода.



Следует подчеркнуть, что наличие третьего тела ( $H_2O$ ) в этой реакции является существенным, так как без него в силу закона сохранения энергии и импульса перекись водорода не может образовываться. Перекись водорода в кислой среде является восстановителем. Следующей стадией реакции может быть превращение накопленной перекиси водорода в продукт более сложного состава, обладающий в кислой среде окислительными свойствами. Таким продуктом может быть полиоксид водорода  $H_2O_N$ , где  $N \geq 4$  [3]. Накопившаяся на первой стадии перекись водорода превращается в сильный окислитель, поэтому концентрация восстановителей выходит на плато, а концентрация окислителей линейно растет.



Образование полиоксидов водорода наблюдалось в работе [3] как результат конденсации пероксидных радикалов при температуре жидкого азота. Идентификация продуктов осуществлялась по Рамановским спектрам. Но этот механизм вряд ли реализуется в нашем эксперименте, так как в спектре излучения разряда пероксидных радикалов нет. В работе [4] установлено, что полиоксиды могут существовать до температуры 260 °К. Распад полиоксидов с ростом температуры идентифицировался по образованию молекулярного кислорода. В нашем эксперименте температура жидкости была 293 °К, период полураспада окислителя после прекращения разряда  $T_{1/2} = 24$  часа. Поэтому можно предположить, что образующийся в разряде полиоксид имеет строение  $H_2O_N$ , где  $N \geq 6$ .

- [1] И.П. Кривопишин. Озон в промышленном птицеводстве. М.: Росагропромиздат. 1988.
- [2] S. Ihakara, et al. Water Treatment Using Discharge Generated in Cavitation Field with Micro Bubble Cloud. Electrical Engineering in Japan, Vol. 186, No. 4, 2014
- [3] A.V. Levanov, D.V. Sakharov, A.V. Dashkova, E.E. Antipenko, V.V. Lunin. Synthesis of hydrogen polyoxides  $H_2O_4$  and  $H_2O_3$  and their characterization by Raman spectroscopy. Eur. J. Inorg. Chem. P. 5144-5150. 2011.
- [4] A.V. Levanov, O.Ya.Isaikina. Thermal stability and kinetics of decomposition of hydrogen polyoxides  $H_2O_3$  and  $H_2O_4$  in peroxy radical condensates. Russian J. of Physical Chemistry. A. Vol. 96. No. 6. Pp. 1204-1214. 2022.

# СОДЕРЖАНИЕ МАЛОНОВОГО ДИАЛЬДЕГИДА В 21-СУТОЧНЫХ РАСТЕНИЯХ ПШЕНИЦЫ ПОСЛЕ ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. И. Шишко, О. В. Тхорик, О. В. Сулова

*Федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Обнинск, Россия*

E-mail: valentine585@yandex.ru

Окислительный стресс является состоянием дисбаланса между прооксидантами и антиоксидантами в организме, ведущим к потенциальному повреждению клеток. Один из ключевых биохимических маркеров окислительного стресса является малоновый диальдегид (МДА), который образуется при перекисном окислении липидов и служит индикатором степени повреждения клеточных мембран [1]. Изучение этого маркера особенно актуально для растений, так как они чувствительны к изменениям во внешней среде. Низкоэнергетическое электронное излучение, применяемое в радиационной химии, медицине и сельском хозяйстве, обладает невысокой проникающей способностью, однако достаточной для оказания влияния на биохимические процессы в растениях. По этой причине, целью данного исследования является оценка влияния предпосевной обработки низкоэнергетическим электронным излучением с энергией 100 и 120 кэВ на содержание МДА в 21-суточных растениях пшеницы сорта Ирень.

В качестве объекта для исследования были выбраны семена яровой пшеницы сорта Ирень. Процесс облучения этих семян осуществлялся в ИСЭ СО РАН (г. Томск) с использованием электронного ускорителя "Дуэт", оснащенного сетчатым плазменным катодом и способностью вывода пучка большого диаметра в атмосферу [3]. Распределив семена массой 15 г в открытой чашке Петри, обеспечивая размещение в одном слое, семена были расположены на расстоянии 20 мм от ускорителя. Облучение проводилось при дозах от 1 до 5 кГр, используя два различных режима: I (энергия электронов 100 кэВ) и II (энергия электронов 120 кэВ), при мощности излучения 100 Гр/импульс. Итоговая доза была получена изменением числа импульсов, при этом глубина поглощения не превышала 300 мкм.

Семена проращивали в рулонах фильтровальной бумаги, при соблюдении температурного режима в термостате. Повторность данного эксперимента 3-х кратная. На 21-е сутки проводили определение интенсивности перекисного окисления липидов по содержанию, реагирующего с 2-тиобарбитуровой кислотой малонового диальдегида (МДА) по методике Health [2].

Экспериментальные данные анализировали методами непараметрической статистики с помощью программ MS Excel и STATISTICA. Статистическую значимость различий оценивали с помощью критерия Стьюдента, а также по НСР (наименьшей существенной разнице) при 95 %-ном уровне значимости.

В ходе экспериментального исследования были взяты пробы 21-суточных растений пшеницы после предпосевной обработки низкоэнергетическим электронным излучением с энергией 100 и 120 кэВ. Контрольные пробы не подвергались воздействию излучения.

После облучения все образцы были проанализированы на содержание малонового диальдегида (МДА). Общий уровень МДА варьировался в небольших пределах, не превышая установленных физиологических норм для данного вида пшеницы.

Статистический анализ данных показал, что различия в содержании МДА между контрольными и облученными образцами не являются статистически значимыми при всех исследованных дозах (Рис. 1).

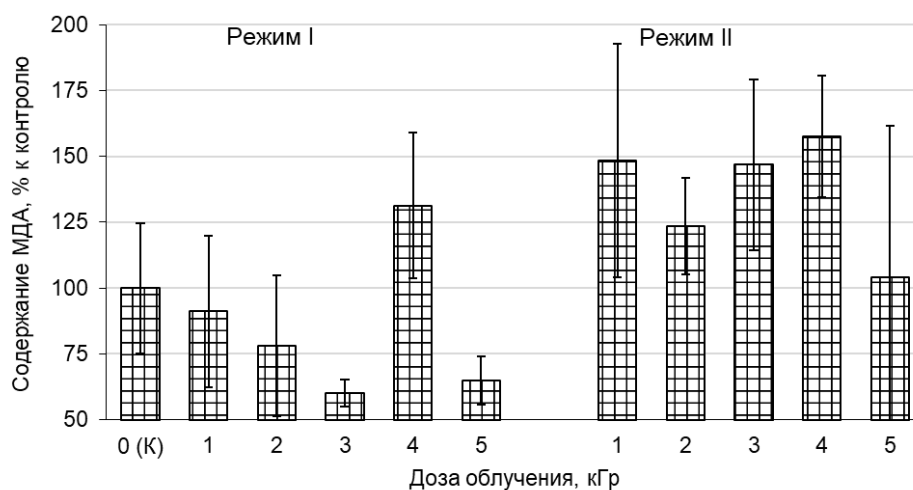


Рис. 1. Содержание малонового диальдегида (МДА) в 21-суточных растениях яровой пшеницы сорта «Ирень» при предпосевной обработке низкоэнергетическим электронным излучением

Также было проведено сравнение между образцами, облученными с разной энергией (100 кэВ и 120 кэВ). Анализ не выявил статистически значимых различий между этими группами, что дополнительно подтверждает гипотезу об отсутствии влияния изучаемых доз низкоэнергетического излучения на содержание МДА в пшенице.

Исследование воздействия низкоэнергетического электронного излучения на семена пшеницы сорта Ирень выявило отсутствие статистически значимых различий в содержании малонового диальдегида (МДА) в их 21-суточных растениях между облученными и контрольными образцами. Это указывает на то, что в рамках выбранных параметров (энергии излучения в 100 и 120 кэВ и доз в пределах 1-5 кГр) электронное излучение не оказывает существенного влияния на окислительный стресс в растениях пшеницы, измеряемый через уровень МДА.

Данное исследование имеет не только теоретическую, но и практическую значимость. Отсутствие негативного влияния излучения на показатель окислительного стресса может служить одним из показателей безопасности использования таких методов в аграрной сфере, например, для ускорения роста или предотвращения развития болезней растений.

Тем не менее, необходимо проведение дальнейших исследований с различными дозами и условиями, чтобы уточнить влияние электронного излучения на другие биохимические и физиологические параметры. Это может включать в себя изучение влияния излучения на уровень антиоксидантов, активность ферментов и другие параметры, которые могут быть затронуты в условиях окислительного стресса.

В конечном итоге, данные этого исследования являются шагом вперед в понимании взаимодействия низкоэнергетического электронного излучения с растительными системами и могут служить основой для будущих экспериментов в этой области.

1. J. Kováčik, B. Klejdus, M. Backor, M. Repčák. Phenolic metabolism of *Matricaria chamomilla* plants exposed to copper excess // *Environmental and experimental botany*. 2009. №65. V. 2-3, 231-237.
2. R. L. Heath, L. Packer. Photoperoxidation in isolated chloroplasts: I. Kinetics and stoichiometry of fatty acid peroxidation // *Arch. Biochem. Biophys.* 1968. V. 125, 189-198.
3. M.S. Vorobyov, N.N. Koval, S.A. Sulakshin. Electron source with a multi-apertured plasma emitter // *Journal of Physics: Conference Series*. 2015. №1. V. 652, 012067.

# ВЛИЯНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ НА СТРУКТУРНО-ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

М. П. Макарова<sup>1</sup>, Н. А. Николаева<sup>1</sup>, В. В. Розанов<sup>2</sup>, А. П. Черняев<sup>2</sup>

*Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова  
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова*

E-mail: larsoon696@mail.ru

Результативность выполнения реконструктивно - восстановительных операций является важной и многофакторной проблемой современной биоимплантологии. Рост распространенности заболеваний и травм опорно-двигательного аппарата, увеличение числа операций по костной пластике, эндопротезированию и последствия военных конфликтов увеличили потребность в пластических материалах для трансплантации. Для решения данной задачи необходимы исследования, направленные на применение новых практических подходов к изготовлению биотрансплантатов и изучение способов обеспечения качества и баланса между эффективностью стерилизации и сохранением поверхностных свойств костных трансплантатов.

При воздействии на имплантаты химических, термических и других методов стерилизации происходит изменение их структуры и морфо-механических параметров, а также разрушение остеоиндуктивных свойств кости. При использовании только радиационного метода стерилизации стандартная доза для радиационной стерилизации (25 кГр) вызывает пористость и деминерализацию биологических имплантатов, значительно снижая эффективность их свойств, а снижение дозы облучения не гарантирует эффективности стерилизации биологических имплантатов.

С помощью ИК-спектроскопии и растровой электронной микроскопии проведен сравнительный анализ влияния комбинированного метода стерилизации на образцы, где первым этапом было воздействие озоном, а следующим – радиационный метод стерилизации. Результаты исследования показали перспективность использования данного двухэтапного метода стерилизации. На первом этапе, при воздействии озона, не выявлены выраженного изменения элементного состава и структурно-функциональных характеристик костных образцов. При этом появляется возможность снижения дозы ионизирующего излучения на втором этапе процесса комбинированной стерилизации при радиационной обработке до значений (11 – 12) кГр, что не вызывает существенных структурно-функциональных изменений при обеспечении необходимого уровня стерильности костных имплантатов. Таким образом, максимально снизить интенсивность воздействия ионизирующего излучения на образцы возможно при комбинировании методе стерилизации.

1. Шангина О.Р., Нигматуллин Р.Т. // Морфология. 2006. Т. 129. №3. с. 44.
2. Матвейчук И. В., Розанов В.В., Гордонова И.К. и др. - Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов, Патент РФ № 2630464 от 08.09.2017, Бюл. №25 с. 3.  
лимов А.С., Близинок У.А., Борщеговская П.Ю. и др. Применение пучков ускоренных электронов для радиационной обработки продуктов питания и биоматериалов // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 81, № 6, с. 819-823  
итвинов Ю.Ю., Матвейчук И.В., Розанов В.В., Краснов В.В. Влияние способов механической обработки и стерилизации на структурно-функциональное состояние поверхностного слоя костных образцов // Российский журнал биомеханики. - 2021. - Т. 25. - №2. - С. 186-191.

## АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ГЛУБИННЫХ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОТ ЭЛЕКТРОНОВ В ВОДЕ

С. А. Соколов<sup>1</sup>, У. А. Близнюк<sup>1,2</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1,2</sup>, С. А. Золотов<sup>1</sup>,  
Н. Д. Кречетов<sup>1</sup>, Л. О. Степанченко<sup>1</sup>, Ф. Р. Студеникин<sup>1,2</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

E-mail: [sokolov.sa20@physics.msu.ru](mailto:sokolov.sa20@physics.msu.ru)

Сегодня радиационные технологии играют важную роль не только в научных исследованиях, но также в различных областях, включая медицину, экологию, промышленность и сельское хозяйство.

Более чем в 70 странах существуют центры, занимающиеся промышленной радиационной обработкой продуктов питания и медицинских изделий при помощи ускорителей электронов. В международной практике используется излучение с энергией до 25 МэВ.

Эффект радиационной обработки во многом зависит от однородности. Однако в этой области энергий дозы излучения распределяются неравномерно по глубине облучаемого объекта, поэтому однородность необходимо точно оценивать. Однородность облучения определяется как соотношение между минимальной и максимальной поглощенной дозой, и для некоторых объектов, таких как биоимплантаты и фармацевтические препараты, необходимо достичь однородности облучения не менее 80% [1-3].

При планировании облучения связь между однородностью поглощенной дозы и линейными размерами объекта устанавливается с помощью таких параметров, как  $L_0$  – глубина, начиная с которой значение поглощенной дозы равняется нулю,  $L_{\max}$  – глубина, на которой зафиксировано максимальное значение дозы в объекте, и  $L_{\text{opt}}$  – глубина, на которой доза совпадает с дозой, измеренной на поверхности. Оценка данных параметров индивидуальна для каждого эксперимента, и требует значительных затрат ресурсов и времени. Поэтому представляется интересным иметь возможность быстро оценивать данные параметры в любом эксперименте по облучению объекта ускоренными электронами.

Целью данной работы являлось определение зависимостей параметров  $L_0$ ,  $L_{\max}$  и  $L_{\text{opt}}$  от начальной энергии электронов.

Глубинные дозовые распределения от электронов были получены с помощью компьютерного моделирования с применением инструментария Geant4 [4]. В рамках моделирования проводилось облучение фантома в виде водного куба 20 см x 20 см x 20 см плоскопараллельным источником 10 см x 10 см, находящимся на расстоянии 100 см от объекта. Вода была выбрана модельным материалом, так как она обладает массовой толщиной 1 г/см<sup>2</sup>. Энергия излучения варьировалась от 0.1 МэВ до 20 МэВ с шагом 0.1 МэВ. В качестве пакета физики был выбран QBVC с электромагнитной опцией Livermore, так как они дают наибольшую точность на рассматриваемых энергиях [5].

В ходе обработки полученных дозовых распределений была выявлена явная линейная зависимость значений параметров  $L_0$ ,  $L_{\max}$  и  $L_{\text{opt}}$  от энергии электронов. И разработана программа, позволяющая на основе загруженного в нее дозового

распределения получать значения данных параметров в конкретном эксперименте, что позволяет более быстро оценивать однородность распределения.

На рис. 1 показана зависимость параметров  $L_0$ ,  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  от начальной энергии налетающих электронов.

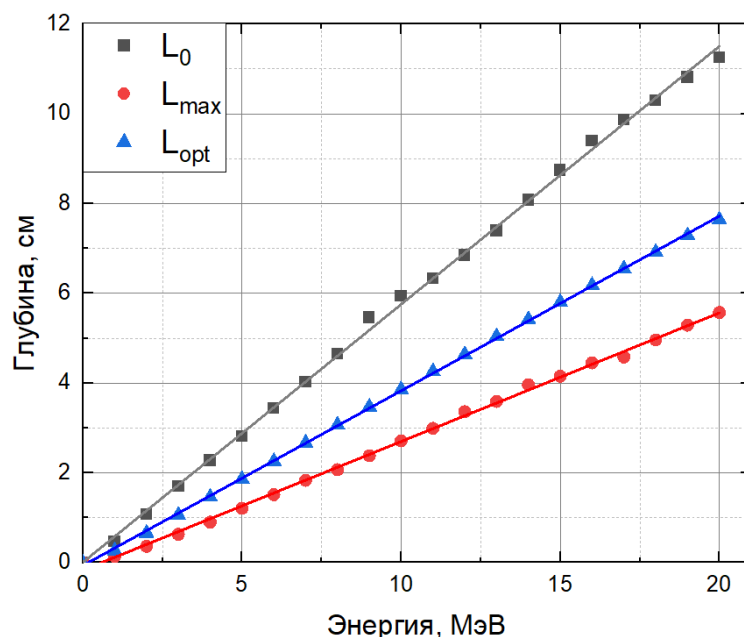


Рис. 1. Зависимость параметров  $L_0$ ,  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  от начальной энергии налетающих электронов.

Таблица 1. Коэффициент наклона кривой для графиков зависимости параметров  $L_0$ ,  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  от начальной энергии налетающих электронов.

	$L_{max}$	$L_{opt}$	$L_0$
k	0,29	0,39	0,57

*Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».*

1. Trends in radiation sterilization of health care products / Vienna: International Atomic Energy Agency, 2008.

2. Близнюк У.А. Определение микробиологических и химических показателей мясной продукции после обработки электронным излучением / Близнюк У.А., Авдюхина В. М., Борщеговская П.Ю., Болотник Т. А., Ипатов В. С., Родин И. А., Ихалайнен Ю. А., Студеникин Ф.Р., Черняев А. П., Шинкарев О.В., Юров Д.С. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 2021. — т. 87, № 6. — с. 5–13. DOI: 10.26896/1028-6861-2021-87-6-5-13.

3. Cleland M.R. Industrial applications of electron accelerators // CERN Accelerator School: small accelerators, 2006. – p. 383-416. DOI 10.5170/CERN-2006-012.383.

4. Geant4 ScopeofApplication [Электронный ресурс] // <https://geant4.web.cern.ch/>; CERNgeant4 overview.URL: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/IntroductionToGeant4/html/IntroductionToG4.html>

5. A.V. Ivantchenko et al. Geometry and physics of the Geant4 hadronic physics for space radiation environment. InternationalJournalofRadiationBiology, 88(1-2):171-175, sep 2011.

# ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ПОДВИЖНЫХ МИШЕНЕЙ СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ ПРОТОНОВ С УЧЕТОМ ДЫХАНИЯ

М. А. Абдреймов<sup>1,2</sup>, А. Е. Шемяков<sup>1</sup>, И. Н. Завестовская<sup>1,2</sup>, М. А. Белихин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия;

<sup>2</sup>МИФИ, Москва, Россия;

<sup>3</sup>МГУ, Москва, Россия;

E-mail: abdireymovm@gmail.ru

Протонное облучение рака легких может минимизировать дозу приходящуюся на здоровые ткани [1]. Оптимальное облучение предполагает учет нескольких источников неопределенности, таких как артефакты визуализации (например, из-за металлических имплантатов), движение органов, и анатомические особенности [2]. Одной из проблем точного лечения больных раком легких является движение, которое может вызвать значительные ошибки при визуализации и распределении дозы при облучении [3]. Эти ошибки могут привести к таким проблемам, как недостаточное облучение опухоли или чрезмерное облучение сердца (или других чувствительных органов), что серьезно влияет на качество лечения, осложнения после лечения и на выживаемость пациентов [4]. Для решения этих проблем разрабатываются методы контроля движения при дыхании, позволяющие создать план лечения, максимально оптимизированный с учетом движения [5]. Одним из важных шагов стало использование планирующей 4ДКТ (четырёхмерная компьютерная томография) для расчета плана лечения, устойчивого к движению. Несколько исследований показали, что в дополнение к КТ, используемой для планирования, КЛКТ (конусно-лучевая компьютерная томография) может дать дополнительные преимущества за счет значительного уменьшения ошибок и повышения точности лучевой терапии.

В представленной работе исследовалась возможность планирования облучения опухолей легких с амплитудой движения более 5 мм и оценка распределения дозы в зависимости от фазы дыхания при использовании четырёхмерной компьютерной томографии (4ДКТ). Стандартная 3D-робастная оценка не учитывает движение. Длина пути протонов будет меняться, когда опухоль движется через легочную ткань низкой плотности, а длина пути протонов также может меняться, если окружающие анатомические структуры перемещаются в пределах пути луча при дыхании; например, диафрагма или движение сердца. Поэтому целью работы была оценка качества планирования облучения в зависимости от цикла дыхания и возможности облучения на свободным дыхании.

1. Chen J, Lu JJ, Ma N, Zhao J, Chen C, Fan M, et al. Early stage non-smallcell lung cancer treated with pencil beam scanning particle therapy: retrospective analysis of early results on safety and efficacy. *Radiat Oncol* 2019;14:16.
2. Knopf A-C, Lomax A. In vivo proton range verification: a review. *PhysMed Biol* 2013;58:R131–60.[5] Yang M, Zhu XR, Park PC, Titt U, Mohan R, Virshup G, et al. Comprehensive analysis of proton range uncertainties related to patientstopping-power-ratio estimation using the stoichiometric calibration. *Phys Med Biol* 2012;57:4095–115.
3. Zhang Y, Yin F-F, Ren L. Dosimetric verification of lung cancer treatment using the CBCTs estimated from limited-angle on-board projections. *Med Phys* 2015;42:4783–95.
4. Chun SG, Solberg TD, Grosshans DR, Nguyen Q-N, Simone CBI, et al. The potential of heavy-ion therapy to improve outcomes for locally advanced non-small cell lung cancer. *Front Oncol* 2017;7.
5. Gomez DR, Chang JY. Adaptive radiation for lung cancer. *J Oncol* 2011, <http://dx.doi.org/10.1155/2011/898391>.



# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДУКТОВ АКТИВАЦИИ КАЛЬЦИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПУЧКОМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 160 МэВ

М. В. Желтоножская<sup>1</sup>, А. В. Овсянников<sup>1</sup>, С. Р. Адоньев<sup>1</sup>,  
А. П. Черняев<sup>1</sup>, А. Е. Шемяков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Протвино, Россия

E-mail: stepan1018@mail.ru

Протонная терапия используется в широком диапазоне энергий от 70 МэВ до 250 МэВ и к настоящему времени исследования ядерных реакций при взаимодействии ускоренных протонов с воздухом, с химическими элементами лечебных установок, телом пациента посвящено небольшое число работ. Большие энергии от 150 МэВ до 250 МэВ используются для злокачественных образований в костях и легких.

Получение высокоточных экспериментальных данных о ядерных реакциях для природного кальция и его изотопов особенно важно, так как кальций – преобладающий элемент в костях человека, которые являются одними из первых, взаимодействующими с высокоэнергетическими пучками протонов. Экспериментальные данные о выходах радионуклидов на ядрах кальция при энергиях протонов в области ~150 МэВ фактически ограничены измерениями сечений только для ядер с  $T_{1/2} \geq 10$  ч. В тоже время экспериментальные данные о реакциях с вылетом большого количества протонов и нейтронов позволяют улучшить модели, описывающие взаимодействие ускоренных протонов с ядрами в этой области энергий. Помимо этого, планирование и оценка дозовых распределений протонов требуют существенно иных методик, чем при фотонной терапии.

Нами, в представленной работе, измерены выходы активностей с  $T_{1/2} \geq 0.5$  ч с вылетом до 5 протонов и 3 нейтронов при облучении естественного кальция. В эксперименте облучались мишени металлического кальция и  $\text{CaCl}_2$  естественного состава на синхротроне комплекса протонной терапии «ПРОМЕТЕУС» с энергией пучка 160 МэВ.

После облучения образец помещался в чашку Петри диаметром 35 мм и измерялся на полупроводниковом спектрометре Canberra® с детектором из сверхчистого германия большого объема. Энергетическое разрешение спектрометра было 2 кэВ по гамма-линии  $^{60}\text{Co}$ . Для калибровки спектрометра по эффективности в этой геометрии был изготовлен смешанный калибровочный источник, содержащий активности  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  и  $^{241}\text{Am}$ .

В гамма-спектрах облученных мишеней выделены активности  $^7\text{Be}$  ( $T_{1/2}=53$  сут),  $^{22}\text{Na}$  ( $T_{1/2}=2.6$  г),  $^{24}\text{Na}$  ( $T_{1/2}=15$  ч),  $^{28}\text{Mg}$  ( $T_{1/2}=21$  ч) и продуктов активации изотопов кальция в реакциях  $(p, Xn)$  и  $(p, pXn)$  –  $^{42}\text{K}$  ( $T_{1/2}=12.4$  ч),  $^{43}\text{K}$  ( $T_{1/2}=22.3$  ч),  $^{43}\text{Sc}$  ( $T_{1/2}=3.89$  ч),  $^{44}\text{Sc}$  ( $T_{1/2}=3.93$ ч). Для реакции расщепления измерены экспериментальные выходы для всех нуклидов с погрешностью не выше 10%.

Для оценки механизмов протекания исследуемых ядерных реакций были проведены теоретические расчеты с использованием программного кода TALYS 1.96. Рассчитанные теоретические значения выходов исследуемых реакций сравнивались с экспериментальными результатами. Полученные результаты обсуждаются.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НА ПУЧКАХ ПРОТОНОВ.

И. Ф. Жаринов<sup>1</sup>, А. А. Щербаков<sup>1,2</sup>, М. А. Белихин<sup>3</sup>, А. П. Черняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия,

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

<sup>3</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

E-mail: zharinov.if20@physics.msu.ru

Ядерно-физические методы получили широкое распространение в различных областях современной медицины — от диагностики до непосредственно терапии. В частности, эффективным методом лечения является протонная терапия. К ее преимуществам можно отнести высокую точность воздействия, пространственное разрешение, и, как следствие, точечное поражение злокачественных образований. Однако существуют также негативные факторы, среди которых высокая стоимость и сложность оборудования и проведения процедур, а также наличие вторичного излучения, состоящего из различных частиц. Развитие протонной лучевой терапии началось в середине прошлого века, в СССР в 1967 году впервые был получен терапевтический протонный пучок, энергия которого достигала 200 МэВ. Несмотря на постоянное совершенствование методов терапии, эффекты, связанные со вторичными частицами изучены не до конца, поскольку экспериментально выделить их вклад в поглощенную дозу не представляется возможным.

Вторичные частицы так же вносят вклад в поглощенную дозу, который мы должны учитывать. Среди этих частиц есть нейтроны, фотоны, электроны, и другие. Вторичные частицы имеют значительно более широкие энергетический спектр и угловое распределение, чем первичное излучение. Без соответствующих мер предосторожности вторичное излучение несет потенциальную опасность, поскольку распространяется во всех направлениях. В частности, нейтроны, образующиеся в результате реакций протонов с ядрами и других процессов, представляют серьезную опасность, поскольку имеют большой пробег в веществе в сравнении с другими частицами. Таким образом, нейтроны, проникая сквозь слои защиты способны оказывать негативное воздействие на биологические объекты за пределами целевой области. Актуальность исследования обусловлена потенциальной опасностью здоровью людей, находящихся вблизи работающего ускорителя. В силу высокой проникающей способности, а также высокой относительной биологической эффективности, необходимо тщательное изучение различных показателей и оценка рисков.

В исследовании оценивался вклад в поглощенную дозу от вторичных нейтронов, а также уровень излучения вне целевой области чтобы оценить дополнительную дозовую нагрузку, приходящуюся на персонал и сопровождающих в процессе лучевой терапии. Для рассмотрения были выбраны нейтроны как вторичные частицы, потенциально представляющие серьезную опасность для людей.

Моделирование производилось с помощью программного пакета GEANT4 на основе метода Монте-Карло. В качестве первичного излучения использовались пучки моноэнергетических протонов различных энергий, пространственное распределение которых соответствовало распределению Гаусса. Первичное излучение попадало на водный фантом, в результате чего образовывались вторичные частицы, в том числе нейтроны. Были построены, энергетические и глубинные дозовые распределения для вторичных нейтронов в фантоме, а также угловые, дозовые и энергетические

распределения нейтронов за пределами фантома, чтобы оценить характеристики излучения вне облучаемого объекта. Результаты обсуждаются.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

1. Черняев А. П. Ионизирующие излучения. / А. П. Черняев – 4-е изд., испр. И дополн. – М.: Издательский дом «КДУ», 2021;
2. Климанов В. А., Крамер-Агеев Е. А., Смирнов В. В. Дозиметрия ионизирующих излучений: учебное пособие / под ред. В. А. Климанова. М.: НИЯУ МИФИ, 2015.
3. Беспалов В. И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. - Томск: издательство Томского политехнического университета, 2008.
4. Geant4 User's Guide For Application Developers (<https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/AllGuides/html/index.html>).

Секция: Радиационные технологии.  
Синхротронные, нейтронные  
и ядерно-физические методы  
диагностики и модифицирования  
материалов

## ДИАГНОСТИКА ПОЛОЖЕНИЯ ПУЧКА НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИЗЛУЧЕНИЯ СМИТА-ПАРСЕЛЛА

Д. И. Гараев, Д. Ю. Сергеева, А. А. Тищенко

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Система диагностики пучка обеспечивает не только правильность, но и безопасность работы любого ускорителя. К задачам диагностики относится определение таких величин пучка, как его энергия и заряд, продольный и поперечный профиль, эмиттанс и положение центра масс [1]. Знание положения пучка необходимо в основном для контроля инъекции пучка из одного модуля ускорителя в другой, а также для корректировки траектории пучка в кольцевых ускорителях. Для определения положения пучка разработан широкий спектр устройств (button-type, shoe-box, stripline, wire scanner, wall-current, cavity и другие), различающихся своей точностью, условиями применимости и дороговизной [2].

В данной работе мы предлагаем теоретическую модель альтернативного устройства, основанного на частном случае дифракционного излучения – излучении Смита-Парселла [3] от упорядоченного двумерного кластера субволновых частиц [4,5]. Работа предлагаемого монитора основана на анализе спектрального и пространственного распределений излучения Смита-Парселла. Мы также обсуждаем возможные технические характеристики такого монитора, а именно его точность и диапазон применимости.

1. P. Forck, Beam position monitors, CERN Accelerator School: Beam diagnostics (2008).
2. В.В. Смалюк, Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях (Параллель, Новосибирск, 2009).
3. S. J. Smith and E. M. Purcell, Visible light from localized surface charges moving across a grating, Phys. Rev. 92, 1069 (1953).
4. D.I. Garaev, D.Yu. Sergeeva, A.A. Tishchenko, Theory of Smith-Purcell radiation from 2D array of small non-interacting particles, Phys. Rev. B 103, 075403 (2021).
5. D.I. Garaev, D.Yu. Sergeeva, A.A. Tishchenko, Focusing of Smith-Purcell radiation from a 2D particle array in the prewave zone, Phys. Rev. A (2023), in print.

# ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА КВАЗИМОНОХРОМАТИЗАЦИИ НА УМЕРЕННЫХ ИНТЕРВАЛАХ ЭНЕРГИИ

М. А. Демичев

*Объединенный Институт Ядерных Исследований*

*Дубна, Россия*

E-mail: mdemichev@jinr.ru

При изучении фотоядерных реакций с использованием в качестве источника тормозного излучения от концентрированных потоков энергии электронных ускорителей, результатом измерений являются кривые выхода продуктов реакций. Для получения оттуда зависимости сечения от энергии гамма-кванта разработаны различные методы реконструкции, в частности метод квазимонохроматизации потока тормозного излучения [1,2]. Для реконструкции сечения при одном значении энергии  $E_i$ , измеряются выходы в трех точках  $Y_{i-1}$ ,  $Y_i$  и  $Y_{i+1}$ , а из рассчитанных потоков фотонов  $F_i$  составляется разностная функция  $dF$  с параметрами  $a$  и  $b$ ,

$$\Delta F(E_i) = F(E_{i-1}) - 2a \cdot F(E_i) + b \cdot F(E_{i+1})$$

Параметры подбираются так, чтобы при нужном значении энергии получался квазимонохроматический пик, как на рис. 1, кроме того интеграл от произведения сечения на поток от порога сечения до энергии  $E_{i-1}$  должен быть пренебрежимо мал по сравнению с интегралом по квазимонохроматическому пику.

На рис. 2, показано сравнение исходного сечения и реконструированного этим методом, для спектра тормозного излучения, описанного аналитической формулой Шиффа. Видно, что качество реконструкции удовлетворительное лишь на первых 5-6 МэВ вблизи порога реакции. Это связано с тем, что интегралом от порога до границы пика на самом деле не везде можно пренебрегать, см. рис 3. В качестве возможного развития применения метода на умеренных интервалах энергии от порога реакции предлагается использование постепенно увеличивающихся интервалов, что позволит с некоторой точностью реконструировать и спадающую область после пика ГДР сечения.

$$|d_2 F(\text{opt})| = F(E-dE) - 2aF(E) + bF(E+dE)$$

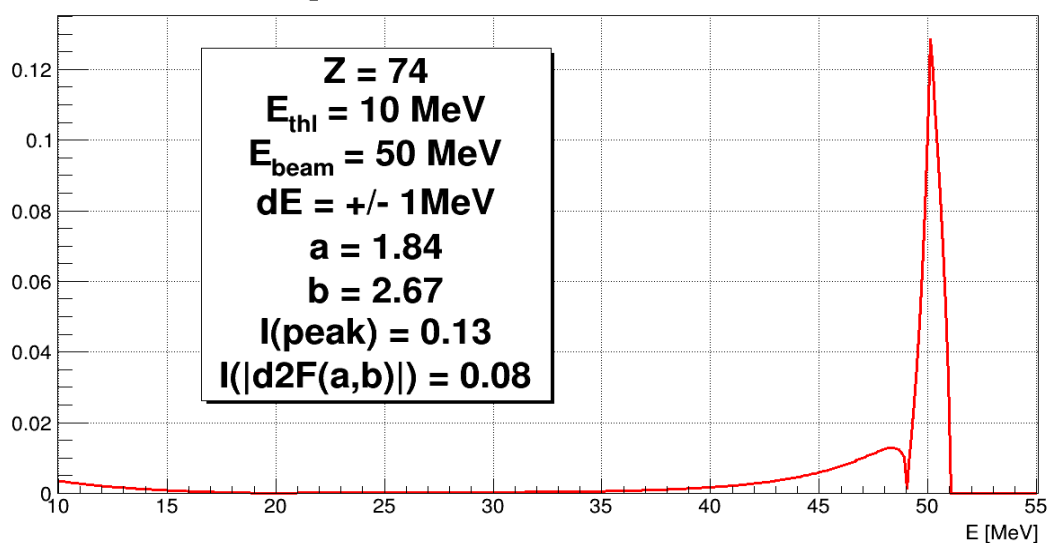


Рис. 1. Пример модуля функции квазимонохроматического спектра с оптимальными параметрами  $a$  и  $b$

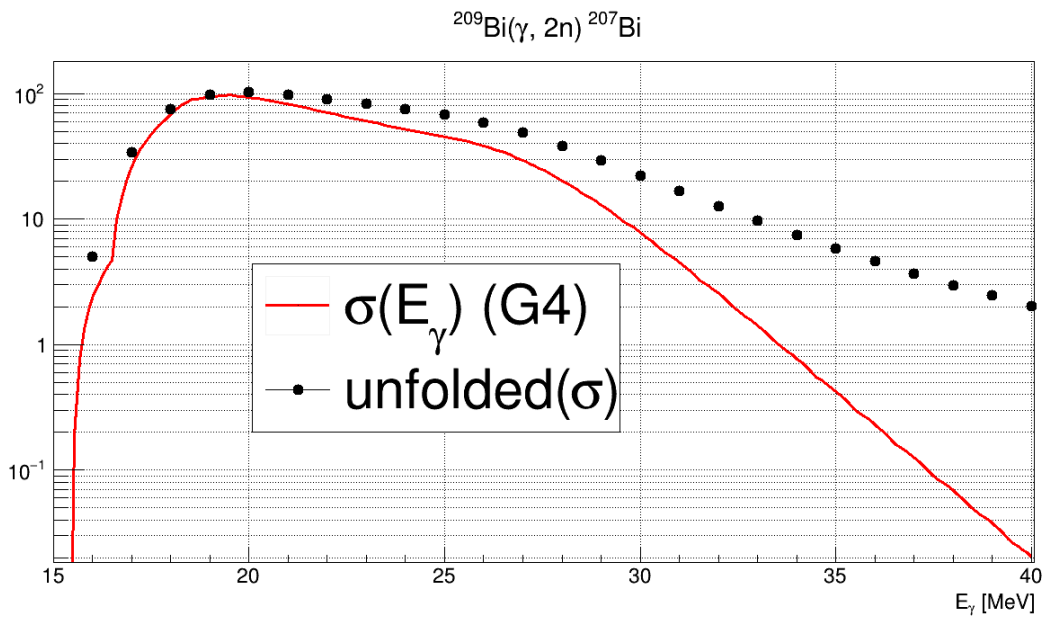


Рис. 2. Сравнение исходного сечения и его реконструкции методом квазимонохроматизации на интервале энергий в 25 МэВ с шагом 1 МэВ

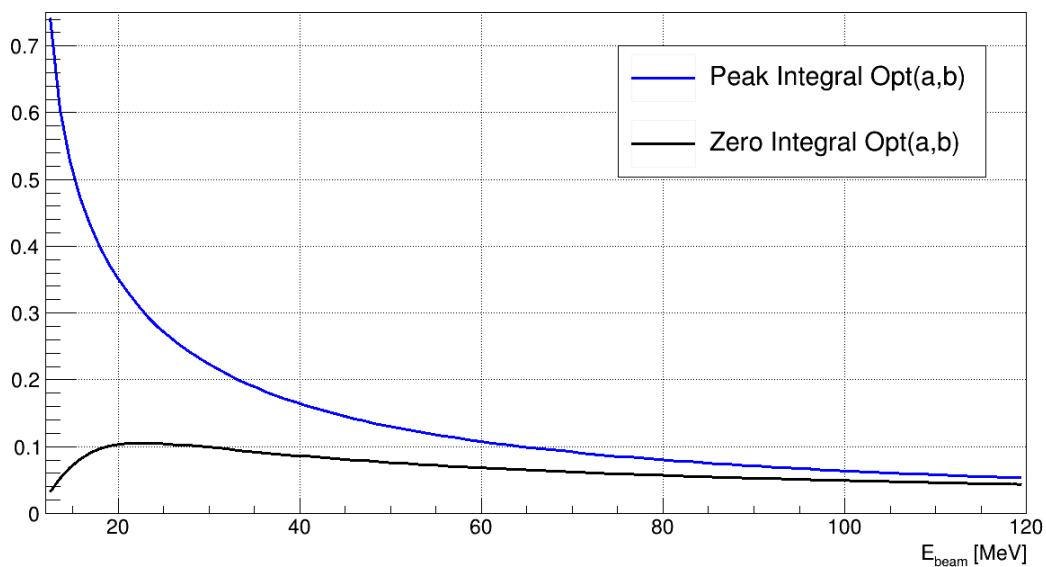


Рис. 3. Сравнение интеграла квазимонохроматического спектра в пике при заданной энергии с тем же интегралом от порога до этой энергии

1. S.V.Zuev, V.G.Nedorezov, E.S. Konobeevski and A.A.Turinge. Development of a Method for Measurement of Photonuclear-Reaction Cross Sections with the Aid of Simulated Quasimonoeenergetic-Photon Spectra // Nucl.Phys. 2018. V 81, 409.
2. E. Van Camp, R. Van de Vyver, E. Kerkhove, D. Ryckbosch, H. Ferdinande, R. Van Otten and P. Berkvens. Experimental determination of the proton escape width in the giant dipole resonance of  $^{89}\text{Y}$ . // Phys. Rev. C 1981. V. 24, 2499.

# КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СМЕШАННЫХ ГАММА-НЕЙТРОННЫХ ФОНОВ И ПОЛЕЙ

М. А. Бакулев<sup>1</sup>, А. С. Чепурнов<sup>2</sup>, М. С. Лясникова<sup>3</sup>, А. А. Кулишов<sup>3</sup>, Д. Н. Каримов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

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

<sup>3</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

E-mail: m-bakulev@mail.ru

Детекторы на основе органических кристаллов *транс*-стильбена и *пара*-терфенил являются наиболее эффективными для одновременной регистрации и измерения смешанных гамма-нейтронных полей в диапазоне 0.1 – 20 МэВ, что является неотъемлемой частью научных и дозиметрических измерений в ядерной энергетике и ядерной медицине. В настоящее время серийно в России не производятся органические монокристалльные детекторы, хотя в Советском союзе существовали научно-технологические институты, которые выращивали органические кристаллы-сцинтилляторы. Сотрудниками ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в 2022 - 2023 году были получены образцы монокристаллов *пара*-терфенила и *транс*-стильбена [1], которые могут стать основой для изготовления детекторов. Для проверки сцинтилляционных свойств кристаллов была разработана методика определения световых выходов, включающая экспериментальную часть и этап моделирования. Особенность органических сцинтилляторов заключается в том, что реакция фотоэлектронного поглощения подавлена, из-за чего калибровка детектора стандартными гамма-источниками затруднена. Исправить ситуацию позволяет калибровка, с помощью определения местоположения комптоновского края при облучении образца стандартными гамма-источниками путем дифференцирования спектра [2,3]. Далее определяются комптоновские края спектра и строятся калибровочные прямые для каждого образца. Сравнение параметров полученных калибровочных прямых позволяет определить относительный световой выход образцов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2021-1362)

1. М. С. Лясникова, А. А. Кулишов, Г. А. Юрасик, В. А. Постников, А. И. Каракаш, А. Э. Волошин «Монокристалл транс-стильбена, выращенный из раствора и его сцинтилляционные свойства.» Кристаллография, 2023, том 68, №4 с. 628 - 636
2. Chanho Kim, Jaehyo Kim, Wooseong Hong, Jung-Yeol Yeom, Geehyun Kim. «Development of an energy and efficiency calibration method for stilbene scintillators.» Nuclear Engineering and Technology 54 (2022) с. 3833 - 3840
3. Mohammad Javad Safari, Fereydoun Abbasi davani, Hossein Afarideh. «Differentiation method for localization of Compton edge in organic scintillation detectors.» Radiation Physics and Engineering 2020; 1(4) с. 9–16



## АДАПТАЦИЯ СИСТЕМЫ ВЫВОДА ПУЧКА ДЛЯ ИТОГОВОЙ МОДЕЛИ ЦИКЛОТРОНА MSC230

Л. Д. Седов<sup>1</sup>, Д. В. Попов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,  
Москва, Россия,*

<sup>2</sup>*Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем им. В. П.  
Джелепова, Дубна, Россия*

E-mail: sedov.ld19@physics.msu.ru

Для нового биомедицинского научно-исследовательского центра ОИЯИ разрабатывается инновационный циклотрон для протонной (включая реализуемую методом FLASH) терапии – проект MSC230 [1,2]. Проект входит в финальную предпроизводственную стадию. Неизбежной частью этого процесса являются инженерные, механические и производственные ограничения, накладываемые на концептуальный дизайн циклотрона и требующие его адаптации. Следовательно, ранее разработанная система вывода пучка также должна быть подстроена под новую модель и, по возможности, улучшена перед началом производства циклотрона.

Система вывода представляет собой электростатический дефлектор, за которым в траектории пучка следуют два пассивных магнитных канала с компенсаторами. В работе представлены результаты адаптации системы вывода, примеры проделанных процедур, демонстрация проведенных улучшений модели, а также средства, использованные в ходе вышеозначенных действий.

1. Karamyshev O. et al. JINR projects of cyclotron for proton therapy //Dimensions (height× diameter). – 2019. – Т. 1000. – №. 1.7. – С. 4.
2. Карамышев О. В. и др. ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЦИКЛОТРОНА SC230 ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ //Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2021. – Т. 18. – №. 1. – С. 73-85.

# КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ БЫСТРОГО НЕЙТРОН-ГАММА АНАЛИЗА ПОЧВ

А. В. Андреев<sup>1,2</sup>, Н. А. Фёдоров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия  
E-mail: andreev.av20@physics.msu.ru

Почва играет особую роль в производстве продуктов питания, а также принимает участие в регулировании химического состава атмосферы, поэтому точное определение концентрации различных химических элементов в почве является важной задачей для различных областей науки.

На сегодняшний день представляется перспективным определение концентрации углерода в почве с помощью нейтрон-гамма анализа на быстрых нейтронах. Ранее нами обсуждались аспекты моделирования прототипа устройства для изучения почвы в пакете программ Geant4[1] и были произведены оценки минимального порога её срабатывания[2].

Существуют два различных типа систем для нейтрон-гамма-анализа: мобильная установка[3], которая может перемещаться по полю для сбора данных, и стационарная установка для исследования образца[4]. Мобильная установка имеет ряд преимуществ, связанных с возможностью исследования глубинных распределений концентраций химических элементов. Данная работа посвящена моделированию прототипа такого устройства.

Важной задачей при разработке установки для анализа почв является создание качественной модели проектируемой системы. Спектры, полученные с помощью Geant4, иногда имеют заметные отклонения от экспериментальных данных. Эта проблема была решена нами путем отдельного моделирования транспорта нейтронов и генерации гамма-квантов с заданным пользователем распределением.

Огромным преимуществом нейтрон-гамма анализа над другими методами определения химического состава почвенного материала является возможность исследования содержания углерода в различных слоях почвы. Моделирование установки способной выполнять такой анализ ставит новые трудности, связанные с увеличением размера образца. Изменения концентрации химических элементов с глубиной залегания могут быть определены с помощью специальной методики:

- Почвенный материал делится на несколько слоев, каждый из которых имеет известное количество  $^{12}\text{C}$ . Для этого образца моделируются времяпролётные спектры гамма-квантов с энергиями, расположенными в окне энергетического пика, соответствующем реакции  $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}^*$ .
- Времяпролётные спектры позволяют разделить гамма-кванты по времени и определить местоположение, откуда они были испущены.
- Модельными спектрами из образца с известным количеством  $^{12}\text{C}$ , можно аппроксимировать реальные спектры с неизвестной концентрацией и оценить содержание углерода.

1. Geant4 v. 10.01, p. 2. [https://geant4.web.cern.ch/support/download\\_archive?page=3](https://geant4.web.cern.ch/support/download_archive?page=3).

2. Андреев А.В., Фёдоров Н.А. Моделирование установки для исследования углерода в почве // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. No 3. 2330210. (2023)

3. A. Kavetskiy, G. Yakubova, et al. //Applied Radiation and Isotopes.–2019. —Vol. 150.—P. 127-134.

4. Разинков Е.А., Алексахин В.Ю., Рогов Ю.Н. и др. //Горный журнал. No 2. 51. (2022).

# МЁССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ БЕНТОНИТ-МАГНЕТИТ

М. Н. Шипко<sup>1</sup>, А. В. Носков<sup>2</sup>, М. А. Степович<sup>3</sup>, А. В. Агафонов<sup>2</sup>, О. В. Алексеева<sup>2</sup>,  
Д. Н. Смирнова<sup>2</sup>, В. В. Коровушкин<sup>4</sup>, Е. С. Савченко<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Ивановский государственный энергетический университет им. В. И. Ленина, Иваново, Россия*

<sup>2</sup> *Институт химии растворов им. Г. А. Крестова РАН, Иваново, Россия*

<sup>3</sup> *Калужский государственный университет им. К. Э. Циолковского, Калуга, Россия*

<sup>4</sup> *Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия*

E-mail: michael-1946@mail.ru

Интерес к исследованию бентонитов, активированных ферромагнитными оксидами, связан с возможностью изготовления на их основе катализаторов, а также подложек для выращивания углеродных нанотрубок в СВЧ-технике. В случае железосодержащих бентонитов их свойства определяются содержанием и валентным состоянием ионов железа, локализованных в структуре бентонитов а также составом включений железосодержащих соединений. По данным структурных исследований ионы железа локализуются в октаэдрической плоскости его слоистой структуры. В свою очередь, включения железосодержащих ферромагнитных оксидов локализуются преимущественно на поверхности частиц бентонита и в микропорах. В результате такой локализации возможно формирование композитов, содержащих магнетит  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и магемит  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , используемых в качестве материалов для радиопоглощающих устройств. Наиболее важные характеристики таких материалов определяются соотношением  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , адсорбированных на поверхности бентонита и содержанием катионных и анионных вакансий, обеспечивающих заданный уровень напряженности поля перемагничивания композита.

Целью настоящей работы являлось изучение структурных особенностей композитов на основе железосодержащих бентонитов и смеси ферромагнитных частиц  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

В качестве объекта исследования был использован композит на основе бентонита марки «Sigma-Aldrich» (США) и оксидов железа  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , которые были получены методом химического соосаждения солей железа  $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  в порах и на поверхности частиц бентонита. Мёссбауэровские исследования выполнены при комнатной температуре на спектрометре MS-104 Ems с автоматической обработкой спектров по программе Univem Ms. Изомерный сдвиг спектров определяли относительно  $\alpha\text{-Fe}$ . Магнитные свойства частиц: удельную намагниченность насыщения  $M_s$ , остаточную намагниченность  $M_r$ , коэрцитивную силу  $H_c$  и напряженность поля анизотропии  $H_k$  измеряли на вибрационном магнитометре VSM 250 в магнитном поле напряженностью 20 кЭ.

Параметры петли магнитного гистерезиса приведены в таблице 1. Намагниченность насыщения смеси оксидов указывают на присутствие в смеси ферромагнитных частиц  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , а также о наличии значительных по объему поверхностных слоев с пониженными значениями магнитных моментов ионов железа. При формировании композита его остаточная намагниченность уменьшается более чем в 5 раз по отношению к смеси оксидов железа. При этом повышаются магнитные параметры определяемые кристаллографической анизотропией и анизотропией формы частиц.

Для выяснения механизмов существенного понижения намагниченности образцов композита и повышения его коэрцитивной силы в сравнении с порошком смеси оксидов железа были выполнены мессбауэровские исследования – см. рис. 1. Мёссбауэровский спектр смеси оксидов железа представляет суперпозицию 6 секстиплетов и дублета от ядер ионов железа, расположенных в неэквивалентных положениях различных оксидов в

окта- и тетраэдрических координациях магнетита и  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , в объемной части и на поверхности частиц, а также ионов железа, находящихся в различных валентностных и магнитоактивных состояниях.

Таблица 1. Параметры петель магнитного гистерезиса

Образец	Намагниченность насыщения $M_s$ , Ам <sup>2</sup> /кг	Остаточная намагниченность, $M_r$ , Ам <sup>2</sup> /кг	Коэрцитивная сила $H_c$ , А/м	Напряжённость поля анизотропии $H_a$ , А/м	Коэффициент прямоугольности $M_r/M_s$	Площадь петли $S$ , Ам <sup>2</sup> Нс/кг
Порошок смеси оксидов железа	72,86	6,47	5,71	2338	0,089	3,3
Композит бентонит-оксидамен	18,95	0,98	8,5	3510	0,052	7,25

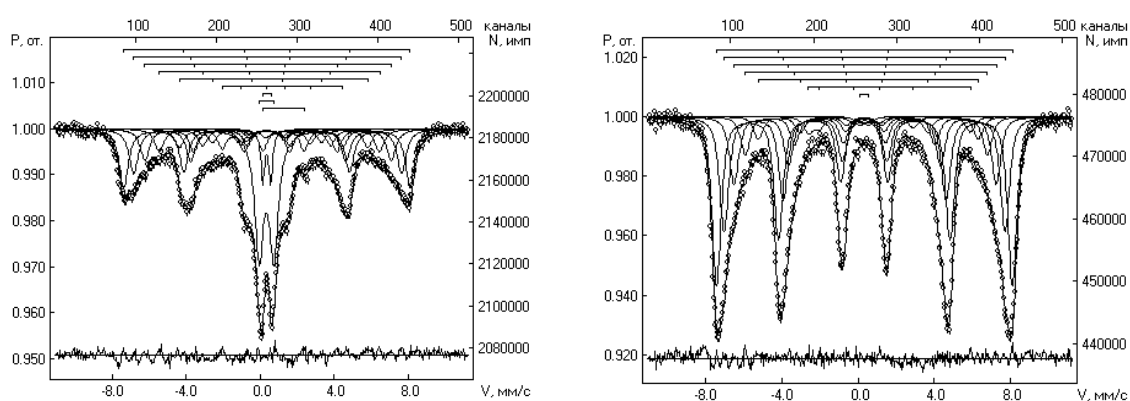


Рис. 1. Мёссбауэровские спектры композита бентонит-магнетит (левый рисунок) и смеси оксидов железа: магнетита и маггемита (правый рисунок)

Таблица 2. Соотношение содержания оксидов в смеси и в композите по данным рентгенофазового анализа

Образец	Степень стехиометрии $\text{Fe}_3\text{O}_4$ : $\text{Fe}_{\text{окт}}/\text{Fe}_{\text{тет}}$	Соотношение $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}_{\text{общ}}$	Соотношение $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	Соотношение $\text{Fe}:\text{O}$	Соотношение $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$
Порошок оксидов	1,93	0,13	1,1	0,64	1,7
Композит бентонит-оксиды	2,0	0,43	1,25	0,62	1,24

Из данных таблицы 2 видно, что при формировании композита повышается степень стехиометрии магнетита, увеличивается его концентрация в смеси, а также концентрация ионов  $\text{Fe}^{2+}$ , что коррелирует с уменьшением соотношения  $\text{Fe}:\text{O}$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>.

# ОБ ОЦЕНКЕ НАГРЕВА МИШЕНИ ЭЛЕКТРОННЫМ ЗОНДОМ. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

М. Н. Филиппов<sup>1</sup>, А. Н. Амрастанов<sup>2</sup>, М. А. Степович<sup>2</sup>, А. А. Карганов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *Калужский государственный университет им. К. Э. Циолковского, Калуга, Россия*

<sup>3</sup> *ООО «КАМИН-Классик», Калуга, Россия*

E-mail: mn@filippov.org.ru

Концентрированные потоки энергии широко используются в электронно-зондовых технологиях, в том числе при локальной диагностике различных материалов. При нагреве образца электронным зондом площадь поверхности, температура которой значительно отличается от исходной, составляет несколько квадратных микрометров и даже менее, а максимальные значения температуры нагрева могут составлять десятки и сотни градусов – см. [1-4] и литературу там же. Поскольку экспериментальное измерение температуры с пространственным разрешением менее микрометра весьма затруднительно, для оценки величины нагрева мишени  $\Delta T$  под электронным зондом особое значение приобретают методы математического моделирования. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты расчётов нагрева Si (лёгкий полупроводник), GaAs (полупроводник со средним атомным номером) и CdTe (тяжёлый полупроводник).

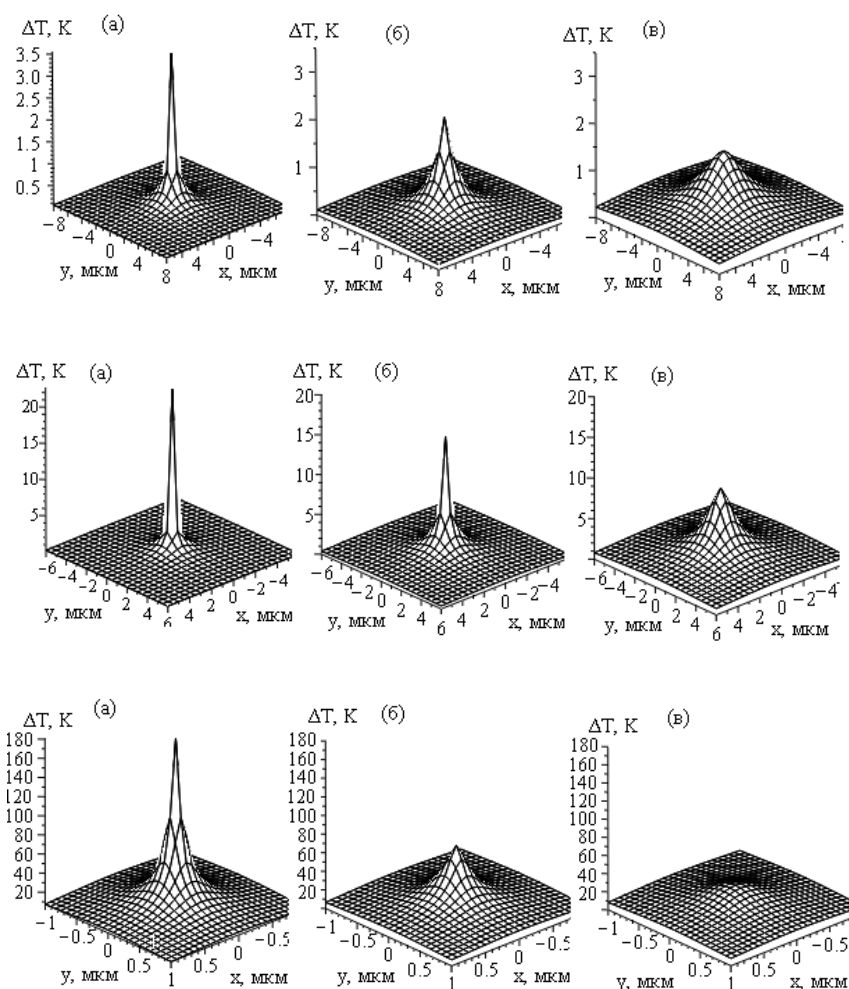


Рис. 1. Распределение температуры в Si (верхний рисунок), GaAs (средний рисунок) и CdTe (нижний рисунок) для энергии электронов зонда  $E_0=5$  (а), 10 (б) и 20 (в) кэВ. Ток зонда  $10^{-7}$  А.

Однако при расчётах, результаты которых представлены на рис. 1, не учтены потери энергии на излучение. На рис.2 представлены рассчитанные для абсолютно черной поверхности зависимости тепловой мощности, уносимой в вакуум излучением через площадки  $5 \times 5$  мкм,  $2 \times 2$  мкм и  $1 \times 1$  мкм, от абсолютной температуры  $T$  этой площадки. Поскольку образец считался абсолютно черным телом, что соответствует максимальной излучательной способности, реально уносимая излучением энергия может быть в несколько раз меньше.

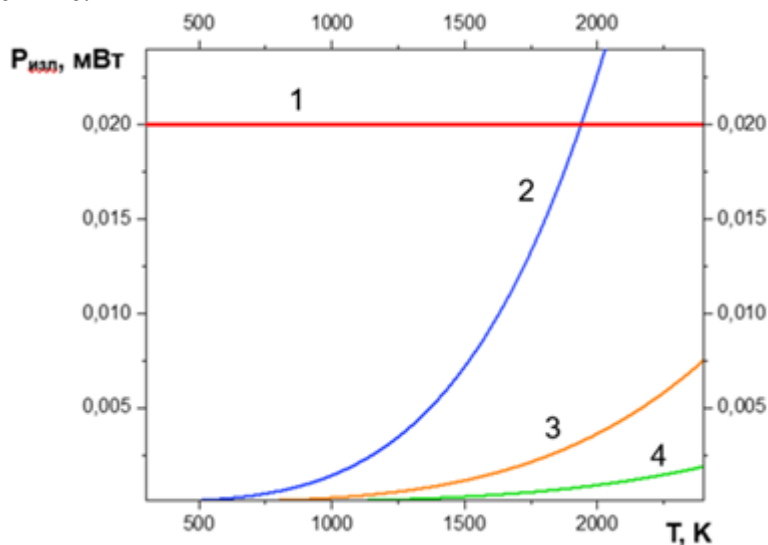


Рис. 2. Рассчитанные зависимости тепловой мощности, уносимой в вакуум излучением через площадки:  $5 \times 5$  мкм (кривая 2),  $2 \times 2$  мкм (кривая 3) и  $1 \times 1$  мкм (кривая 4) – от абсолютной температуры  $T$  этой площадки. Прямая 1 отвечает мощности, рассеиваемой в образце электронным зондом. Энергия электронов зонда 20 кэВ, ток зонда 1 нА.

Горизонтальная линия при 0,02 мВт на этом рисунке соответствует мощности, рассеиваемой в образце электронным зондом с энергией 20 кэВ при токе 1 нА. Как видно из представленного рисунка, мощность, уносимая излучением, достигает значения, подводимой зондом, только при температуре около 1900 К и площади нагретого участка  $5 \times 5$  мкм. Такие температуры чаще всего несовместимы с устойчивостью образца. Потому при меньших значениях температуры, обычно наблюдаемых в условиях рентгеноспектрального электронно-зондового микроанализа, охлаждение анализируемого микрообъема за счет излучения с поверхности мишени значимым фактором не является.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>.

1. Амрастанов А.Н., Кузин А.Ю., Митюхляев В.Б., Серегина Е.В., Степович М.А., Тодуа П.А., Филиппов М.Н. Тепловое воздействие электронного зонда при рентгеноспектральном микроанализе // Измерительная техника. 2017, № 6, 13.

2. Кузин А.Ю., Степович М.А., Митюхляев В.Б., Тодуа П.А., Филиппов М.Н. Тепловые эффекты при низковольтном электронно-зондовом рентгеноспектральном микроанализе с нанометровой локальностью // Измерительная техника. 2016, № 10, 27.

3. Амрастанов А.Н., Серегина Е.В., Степович М.А., Филиппов М.Н. Оценка нагрева поверхности полупроводниковой мишени низкоэнергетичным электронным зондом // Поверхность. Рентген-, синхротрон. и нейтрон. исследования. 2018, № 8, 48.

4. Амрастанов А.Н., Серегина Е.В., Степович М.А. Об одной особенности моделирования нагрева полупроводниковой мишени электронным зондом // Изв. РАН. Сер. физ. 2018, т. 82, № 9, 1304.

## АТТОСЕКУНДНАЯ МЕТРОЛОГИЯ ВБЛИЗИ ПОРОГА

М. М. Попова, С. Н. Юдин, М. Д. Киселев, А. Н. Грум-Гржимайло и Е. В. Грызлова

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

E-mail: mm.popova@physics.msu.ru

Аттосекундная метрология (интерферометрия), позволяющая изучать динамику электронов в естественной временной шкале [1-3], активно развивается в связи с появлением высокочастотных интенсивных и ультракоротких импульсных источников излучения, основанных на генерации гармоник высокого порядка (ГВП) [3,4].

RAVBITT-спектроскопия является одним из методов аттосекундной интерферометрии. Впервые метод RABBITT (Reconstruction of Attosecond Beating By Interference of Two-photon Transitions) был предложен в работе [4]. С его помощью были успешно измерены характеристики цуга аттосекундных импульсов от ГВП.

Метод основан на использовании последовательности вакуумно-ультрафиолетовых (ВУФ) гармоник для ионизации мишени совместно с затравочным инфракрасным (ИК) импульсом. Высокочастотный фотон переводит электрон в состояние непрерывного спектра, называемое основной линией (ML), а интенсивное низкочастотное поле создает боковые линии (SB) при энергиях, соответствующих дополнительному поглощению или испусканию  $n$  ИК-фотонов. Варьирование времени задержки  $\tau$  ИК-компоненты  $\omega$  относительно ВУФ приводит к осцилляции интенсивности фотоэлектронного спектра на удвоенной частоте ИК-поля. При ионизации линейно поляризованным излучением  $e_\gamma || z$  спектр не зависит от полярного угла:  $W(\varepsilon_e, \theta, \phi; \tau) = W(\varepsilon_e, \theta; \tau)$ :

$$W(\varepsilon_e, \theta; \tau) = \sigma(\varepsilon_e, \theta) \cdot (1 + osc(\varepsilon_e, \theta) \cdot \cos(2\omega\tau - ph(\varepsilon_e, \theta))),$$

Что эквивалентно изменению фазы  $\delta$  ИК-поля:  $\delta = 2\omega\tau$ .

Во втором порядке теории возмущений эти осцилляции могут быть объяснены интерференцией между переходами, вызванными поглощением и испусканием инфракрасного фотона, приводящими к появлению фотоэлектронов с одной энергией. Схема RABBITT-спектроскопии представлена на рис. 1а. На рис. 1б показан типичный вид экспериментальных данных в RABBITT-спектроскопии: зависимость величины осцилляций  $osc(\varepsilon_e)$  проинтегрированного по угловым переменным спектра  $W(\varepsilon_e; \tau)$ .

Участие в формировании спектра переходов через дискретные состояния может проявиться в резком отличии свойств тех частей спектра, на которые эти переходы оказывают влияние. Так, для длины волны затравочного поля 1006.5 нм в припороговой боковой линии SB18 наблюдается раздвоенная структура и отличные от SB20 и SB22 параметры угловой анизотропии (рис. 1в), которые вводятся для усредненного по времени задержки спектра  $W(\varepsilon_e; \theta)$  как

$$W(\varepsilon_e; \theta) = \frac{\sigma(\varepsilon_e)}{4\pi} \cdot (1 + \beta_2(\varepsilon_e)P_2(\cos \theta) + \beta_4(\varepsilon_e)P_4(\cos \theta)),$$

а также нетривиальная зависимость максимума спектра  $W(\varepsilon_e, \theta; \tau)$  от фазы ИК-поля (рис. 1г).

Для описания и интерпретации RABBITT использовалось множество разных подходов, основанных преимущественно на численном решении нестационарного уравнения Шредингера [7]. Эти методы эффективны для моделирования, но практически не позволяют анализировать вклады различных процессов, являясь, по сути, разновидностью численного эксперимента. Мы предлагаем и сравниваем два подхода: основанный на решении скоростных уравнений (PCU) и на нестационарной теории возмущений (ТВ). Преимуществами этих методов являются низкая ресурсоемкость, возможность использования высокоточной спектроскопической модели, а также возможность исследования вкладов отдельных процессов [8].

Оба метода в качестве входных параметров используют одинаковые дипольные матричные элементы перехода, поэтому все отличия должны интерпретироваться как

ограничения ТВ или, что эквивалентно, проявление эффектов сильного поля, которые обычно полагаются незначительными. Наши результаты позволяют заключить, что при описании свойств фотоэлектронных спектров вблизи порога этими эффектами нельзя полностью пренебрегать.

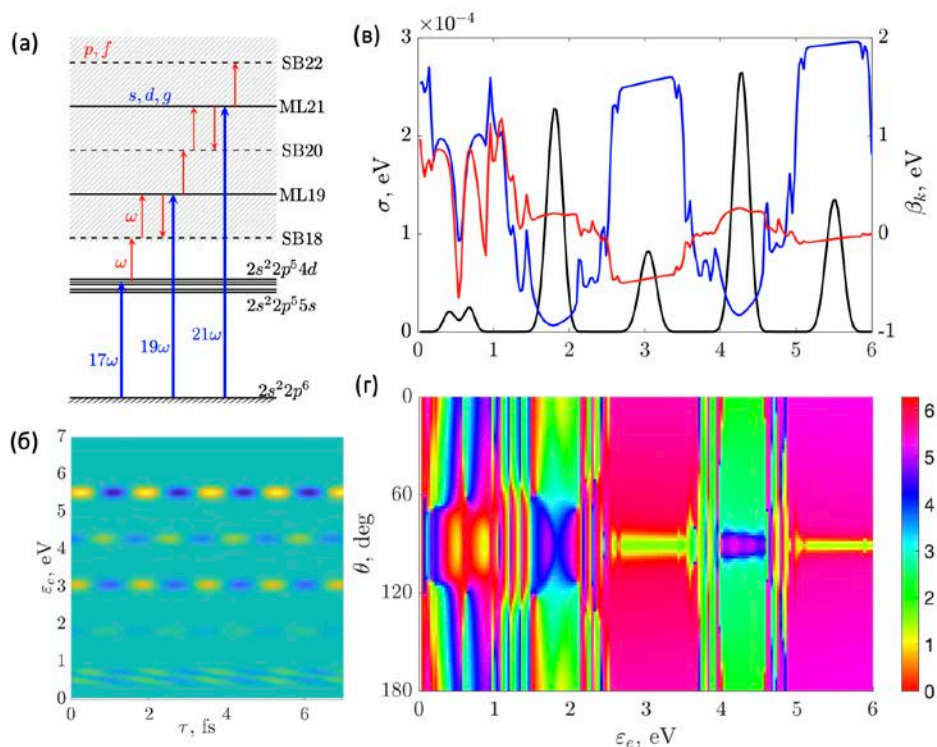


Рис. 1. (а) Схема процесса; (б) Осцилляции величины спектра в зависимости от времени задержки; (в) Усредненный спектр и параметры угловой анизотропии; (г) Фаза электромагнитного поля, при которой величина фотоэлектронного спектра под данным углом максимальна. Все расчеты выполнены в теории возмущений для параметров импульса, типичных для подобных экспериментов и длины волны затравочного поля 1006.5нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант № 075-15-2021-1353.

1. F. Krausz, M. Ivanov. Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* 2009, V. 81, 163.
2. P.M. Paul, E.S. Toma, P. Breger., G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H.G. Muller, P. Agostini. Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation // *Science*. 2001, V. 292, № 5522, 1689.
3. М.Ю. Рябикин, М.Ю. Емелин, В.В. Стрелков. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Аттосекундная метрология и спектроскопия // *УФН*. 2023, Т. 193, № 5, 382.
4. M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, Anne L’Huillier, and P. B. Corkum. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields // *Phys. Rev. A*. 1994, V. 49, 2117.
5. В.В. Стрелков, В.Т. Платоненко, А.Ф. Стержантов, М.Ю. Рябикин. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов // *УФН*. 2016, Т. 186, № 5, 449
6. V. Véniard, R. Taïeb, A. Maquet. Phase dependence of (N+1)-color (N>1) IR-UV photoionization of atoms with higher harmonics // *Phys. Rev. A*. 1996, V 54, № 1, 721.
7. A. Harth, N. Douguet, K. Bartschat, R. Moshhammer, T. Pfeifer. Extracting phase information on continuum-continuum couplings // *Phys. Rev. A*. 2019, V. 99, 023410.
8. М.М. Попова, С.Н. Юдин, Е.В. Грызлова, М.Д. Киселев, А.Н. Грум-Гржимайло. Аттосекундная интерферометрия при участии дискретных состояний // *ЖЭТФ*. 2023, Т. 163, № 3, 72.



# НЕЙТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТРАБОТАВШЕГО МОДИФИЦИРОВАННОГО ТОПЛИВА РЕАКТОРА ВВЭР-1200

Д. Г. Веретенников

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

E-mail: dgv3@tpu.ru

В реакторах ВВЭР используется топливо  $UO_2$ , обогащенное до 3-5 % по  $U^{235}$ . Такое топливо обладает сравнительно низкой радиационной и термической стойкостью, что ограничивает эффективность работы реактора и снижает его безопасность. Практическое применение получило уран-гадолиниевое топливо. Ведутся исследования топлива с добавкой  $AmO_2$ , которую предлагается использовать как выгорающий поглотитель нейтронов [1]. Исследуются различные легирующие добавки, улучшающие свойства ядерного топлива и/или распределение нейтронов в активной зоне реактора, среди которых Hf, Er, Pa, Be, B, C, Mg, Al, Si, и др. Например, при внедрении добавок алюминия и кремния возрастает механическая прочность топливной таблетки [2, 3]. Теплопроводность топлива улучшается при добавлении в него различных соединений бериллия [4].

Тем не менее, не смотря на ряд преимуществ, некоторые из вышеперечисленных элементов являются целевыми для  $(\alpha, n)$ -реакций и потому могут существенно осложнить радиационную обстановку на различных стадиях ядерно-топливного цикла.

Расчёты выходов и спектров  $(\alpha, n)$ -нейтронов из элементов малой и средней атомной массы выполнены в программе Sources-4C. В качестве расчётной модели использовалась модель плоскопараллельного моноэнергетического пучка  $\alpha$ -частиц, падающего на материал мишени с интенсивностью  $10^6$   $\alpha$ -частиц/с. Энергия  $\alpha$ -частиц принята равной 5,15 МэВ как средняя по спектру  $\alpha$ -частиц отработавшего ядерного топлива реактора типа ВВЭР при значении выгорания равного 60 МВт·сут/т(U), при этом выдержка составляет год и более, а удельная активность радиоизотопов –  $2,58 \cdot 10^{15}$  Бк/ТВС. Рассматриваются нейтроны с энергией 0-12 МэВ, данный диапазон разделен на 48 моноэнергетических групп для расчёта и представления спектра в групповом виде.

Согласно проведённому расчёту,  $^9Be$ ,  $^{27}Al$  и  $^{29,30}Si$  обладают большим выходом  $(\alpha, n)$ -нейтронов по сравнению с  $^{17,18}O$  в составе  $UO_2$ . При этом бериллий имеет выход даже более значительный, чем выход нейтронов спонтанного деления  $^{244}Cm$ , являющегося основным источником нейтронов ОЯТ. Радиационные характеристики спектров сведены в таблицу 1,  $(\alpha, n)$ -спектры целевых для реакции элементов представлены на рисунке 1.

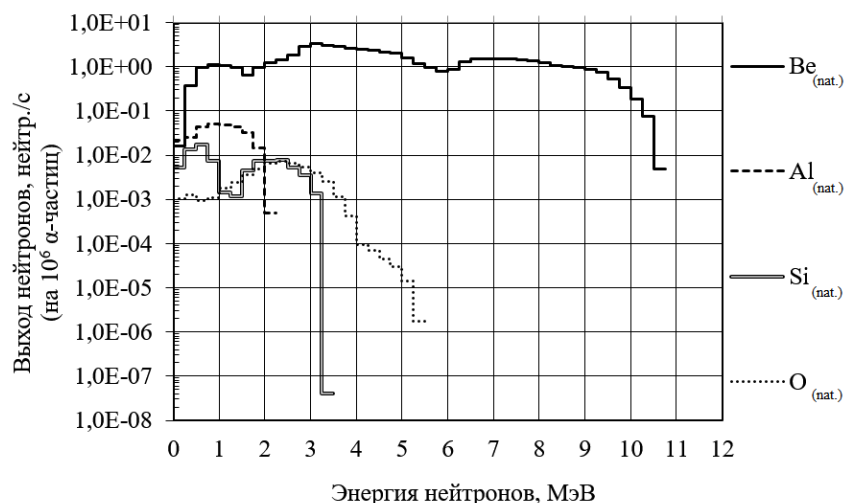


Рис. 1. Нейтронные спектры целевых для  $(\alpha, n)$ -реакции элементов

Таблица 1. Радиационные характеристики нейтронных спектров

	<sup>244</sup> Cm	<sup>9</sup> Be	<sup>27</sup> Al	<sup>29,30</sup> Si	<sup>17,18</sup> O
Средняя энергия $E_{ср}$ , МэВ	2,109	4,787	0,992	1,318	2,510
Макс. энергия $E_{max}$ , МэВ	>12	10,75	2,25	3,5	6,5
Выход нейтронов $Y_n$ , н./с	$5,77 \cdot 10^6$	$1,31 \cdot 10^9$	$6,49 \cdot 10^6$	$1,92 \cdot 10^6$	$3,32 \cdot 10^5$

К проблемам использования легирующих добавок также относятся уменьшение содержания урана и усложнение процесса изготовления топливных таблеток.

На основании вышеизложенных фактов, в рамках данной работы в дальнейшем рассматривались варианты модифицированного топлива без использования целевых для ( $\alpha$ , n)-реакции элементов.

Активность источника  $\alpha$ -частиц ОЯТ рассчитана с помощью MCNP6.2 и данных авторов [1]. Расчёт нейтронного излучения ОЯТ выполнен с помощью Sources-4C, при этом использована гомогенная модель топлива. Нейтронно-физический расчёт и расчёт изотопного состава ОЯТ после выдержки выполнены в программах WIMS-D5B и MCNP6.2.

Рассмотрены два топливных состава с обогащением 4,9 % по  $U^{235}$ :  $UO_2$  и  $UO_2+0,2$  ат.%  $AmO_2$ .

Нейтронно-физический расчёт ТВС с топливом из  $UO_2$  показывает, что на начало кампании реактора  $k_{eff}$  составляет 1,35. При гомогенном введении 0,2 ат.%  $AmO_2$  начальный  $k_{eff}$  снижается до 1,27. В обоих случаях  $k_{eff}$  на конец кампании реактора равен 0,77.

Расчёт мощности эквивалентной дозы нейтронного излучения ( $H_{T,R}$ ) после 7 лет выдержки показывает, что при использовании топлива из  $UO_2$   $H_{T,R} = 6,18$  Зв/(ч·ТВС), при введении 0,2 %  $AmO_2$   $H_{T,R}$  увеличивается до 15,98 Зв/(ч·ТВС).

Результаты нейтронно-физического расчёта подтверждают эффективность применения  $AmO_2$  в качестве выгорающего поглотителя нейтронов в  $UO_2$ . Америций является более слабым поглотителем по сравнению с гадолинием, поэтому такое топливо размещается в твэлах без изменения обогащения. Легирующая добавка при этом не влияет на неравномерность энерговыделения в ТВС. Также  $AmO_2$  (0,2 ат.%) в гомогенном исполнении не уменьшает теплопроводность топлива, в отличие от  $Gd_2O_3$  [1].

Результаты расчёта мощности эквивалентной дозы показывают, что дозовая нагрузка при использовании топлива с  $AmO_2$  возрастает, но остаётся приемлемой при обращении с ОЯТ.

1. Shelley A. Use of americium as a burnable absorber for VVER-1200 reactor / A. Shelley, M. H. Ovi // Nuclear Engineering and Technology. 2021. V. 53. P. 2454-2463.
2. Теплофизические свойства модифицированного оксидного ядерного топлива / В.Г. Баранов [и др.] // Атомная энергия. – 2011. – Т. 110, вып. 1. – С. 36-40.
3. Панов В. С. Оценка использования модифицирующих добавок для повышения производительности ядерного топлива в реакторе / В. С. Панов, В. Ю. Лопатин, О. В. Мякишева // Известия Юго-Западного государственного университета. – 2017. – Т. 21, № 2(71). – С. 48-59.
4. Савченко А.М. Техничко-экономическая оценка (исследование - ТЭИ) Проекта: «Перспективные научно-технические разработки материалов и технологий безопасных твэлов коммерческих водо-водяных реакторов». – 2017. – 41 с.

# ДИАГНОСТИКА МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ГАЗОВЫХ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ ДИСИЛИЦИДА МОЛИБДЕНА

С. М. Барайшук<sup>1</sup>, О. М. Михалкович<sup>2</sup>, В. С. Куликаускас<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный аграрный технический университет,  
агроэнергетический факультет, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Белорусский государственный педагогический университет имени Максима Танка,  
физико-математический факультет Минск, Беларусь,

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

E-mail: baraishuksm@gmail.com

Актуальной задачей является разработка и создание интегрированных сенсорных микро-наносистем для контроля оптического излучения на основе дисилицида молибдена. Получение слоев дисилицида молибдена осуществляли осаждением металлического покрытия в сопровождении облучением ионами этого же металла [1]. Плазменное напыление является эффективным методом получения композиционных покрытий, а ионная бомбардировка в процессе нанесения покрытий обеспечивает взаимное перемешивание на межфазной границе металл/кремний. Такой способ формирования покрытия на кремнии сопровождается в том числе силицидообразованием и представляет интерес для исследователей [2-3]. Интерес представляет изучение структурно-фазовых перестроек и послойный элементный анализа модифицируемых образцов кремния.

Послойный элементный анализ исходных образцов (111) Si, модифицированных ионно-ассистированным осаждением металлического покрытия проводили с применением метода резерфордского обратного рассеяния (РОР) ионов He<sup>+</sup> с E<sub>0</sub> = 1.95 МэВ и геометрией рассеяния  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=12^\circ$ ,  $\theta=168^\circ$ , где  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\theta$  - углы влета, вылета и рассеяния соответственно, и компьютерное моделирование экспериментальных спектров РОР по программе RUMP [4]. Экспериментальные спектры РОР ионов гелия от Si модифицированного осаждением Mo, в условиях облучения собственными ионами при ускоряющем потенциале 5 кВ в течении 6 часов, показаны на рисунке 1.

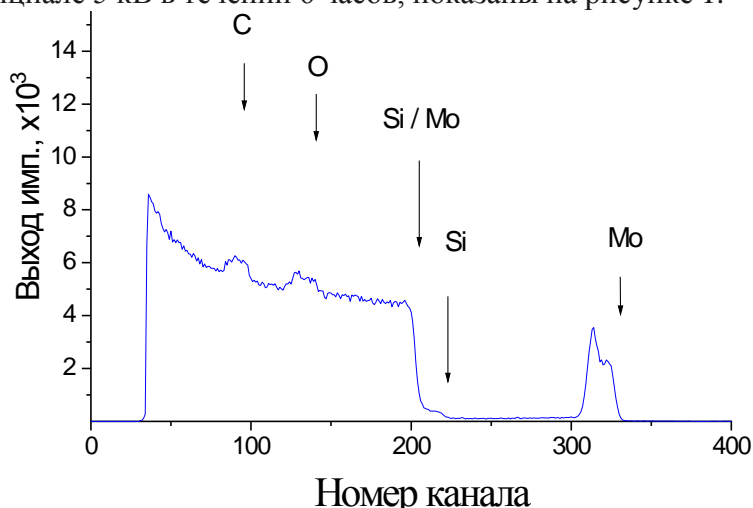


Рис. 1. Спектры РОР ионов гелия от Si модифицированного осаждением Mo покрытия.

На спектре РОР ионов гелия от структуры Mo покрытие/Si, рисунке 1 наблюдается сдвиг сигнала от кремния в область меньших номеров каналов (220-225 каналы), свидетельствующий о том, что на поверхности кристаллов кремния образуется тонкая пленка. Сигнал, имеющийся в области 330 – 355 каналов также подтверждает наличие Mo в осаждаемой на Si плёнке толщиной 200 нм. Увеличение сигнала выхода в области 100 и

150 каналов свидетельствует о присутствии в осажденных на Si пленок атомов С и О. В области 222-224 каналов формируется ступенька. Её появление отражает тот факт, что в состав пленки, осаждаемой на поверхность Si образца. Результаты послойного анализа состава сформированной структуры Мо пленка/кремний представлены на рисунке 2.

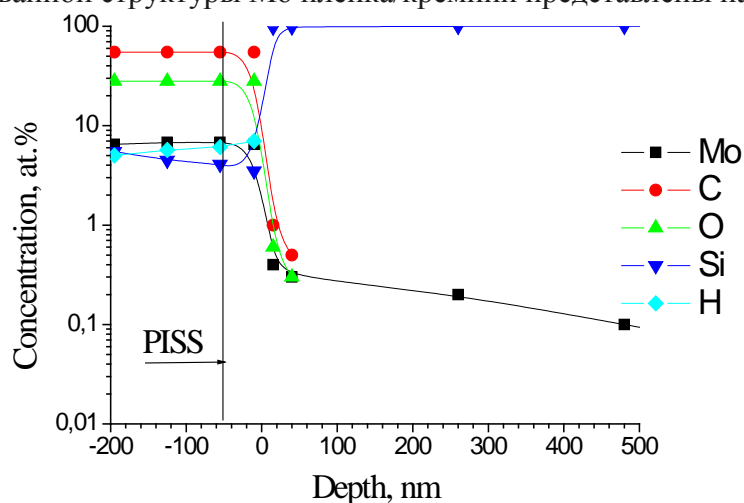


Рис. 2. Распределение элементов по глубине в структуре Мо пленка/кремний.

Распределение элементов в массиве пленки практически равномерное. Концентрация атомов Мо, Si, С, О, Н в пленке составляет в среднем 7, 4.5, 55, 28, 6 ат.% соответственно. Мо в кремнии идентифицируется на глубине в 800-1000 нм с концентрацией 0,05 ат.%. Атомы С и О проникают в Si на глубину в 40 нм с концентрацией 0,6 и 0,3 ат.% соответственно. Наличие кремния в пленке свидетельствует о его диффузии в пленку в составе силицида. Толщина покрытия составляет порядка 350 нм. Средняя скорость роста осаждаемого металлсодержащего покрытия на кремнии равна 0,6 нм/мин.

Для подобных, систем ранее проведены исследования рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [5], которые показали наличие тонкой структуры спектра Мо и говорит о том, что молибден на тех же глубинах находится как в виде Мо, так и в виде  $MoO_x$  и  $MoSi_x$ , их соотношение в слое покрытия 60%: 40%. Как было показано ранее [6], при осаждении Мо покрытий формируется слой, содержащий области скопления силицидов и оксида Мо, размер зерна которых составляет от 20 до 40 нм, величина которого растет при предварительном нанесении Мо подслоя и увеличении энергии выделяющейся в каскадах столкновении при ассистировании, что хорошо согласуются полученными нами результатами. Работа выполнена поддержке МО РФ № ГР 20211394 и № ГР 20211250.

1. Tashlykov I.S., Belyj I.M. Coating methods: patent BY 2324. Published 16.03.1998.
2. С.М. Барайшук, В.Ф. Гременок, В.В. Тульев, И.С. Ташлыкков. Изучение поверхности структур металл/кремний, приготовленных ионно-ассистированным нанесением покрытий. ФХОМ. №1. 2011. С. 66.
3. Дудаева, Е. Г. Роль нанотехнологий в газоразрядных процессах для создания тонкопленочных покрытий, напыляемых с помощью магнетронных распылительных систем на основе вырабатываемой поверхностно-волновой плазмы СВЧ // Сост. и персп. развития совр. н.: сборник статей II Всероссийской н.-тех. Конф., Анапа, 12.11.20 / ФГАУ "Военный инновационный технополис "ЭРА". – Анапа: Б. и., 2020. – С. 74-82.
4. Doolittle, L. R. A semiautomatic algorithm for Rutherford backscattering analysis // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sec. B, Beam Interactions with Materials and Atoms. – 1986. – Vol. 15, iss. 1. – P. 227–231.
5. С.М. Барайшук, О.М. Михалкович, В.К. Долгий, А.А. Шевченко. Изучение структуры излучающая пленка на основе  $MoSi_2$  на кремниевой подложке для формирования тонкопленочного ИК-излучателя газоанализатора. // Акт. пробл. ФТТ: сб. докл. X Меж. н. конф. ГО «НПЦ НАН Б по материаловедению»; Минск, 22–26 мая 2023 Р. 274-277.
6. I. Tashlykov, O. Mikhalkovich, S. Baraishuk, P. Zukowski. Surface properties of Me/Si structures prepared by means of self-ion assisted deposition // Acta Physica Polonica A. – 2014. – Vol. 125, No. 6. – P. 1306-1308.