

ТРУДЫ
XXI МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ
КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКА ТЭНЕРГИИ
КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ, ЭЛЕКТРОНИКЕ,
ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

23-24 НОЯБРЯ 2020 Г

Теоретический анализ радиационной электропроводности в полимерах

А.Д.Жадов

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

E-mail: exfaust@yandex.ru

Введение

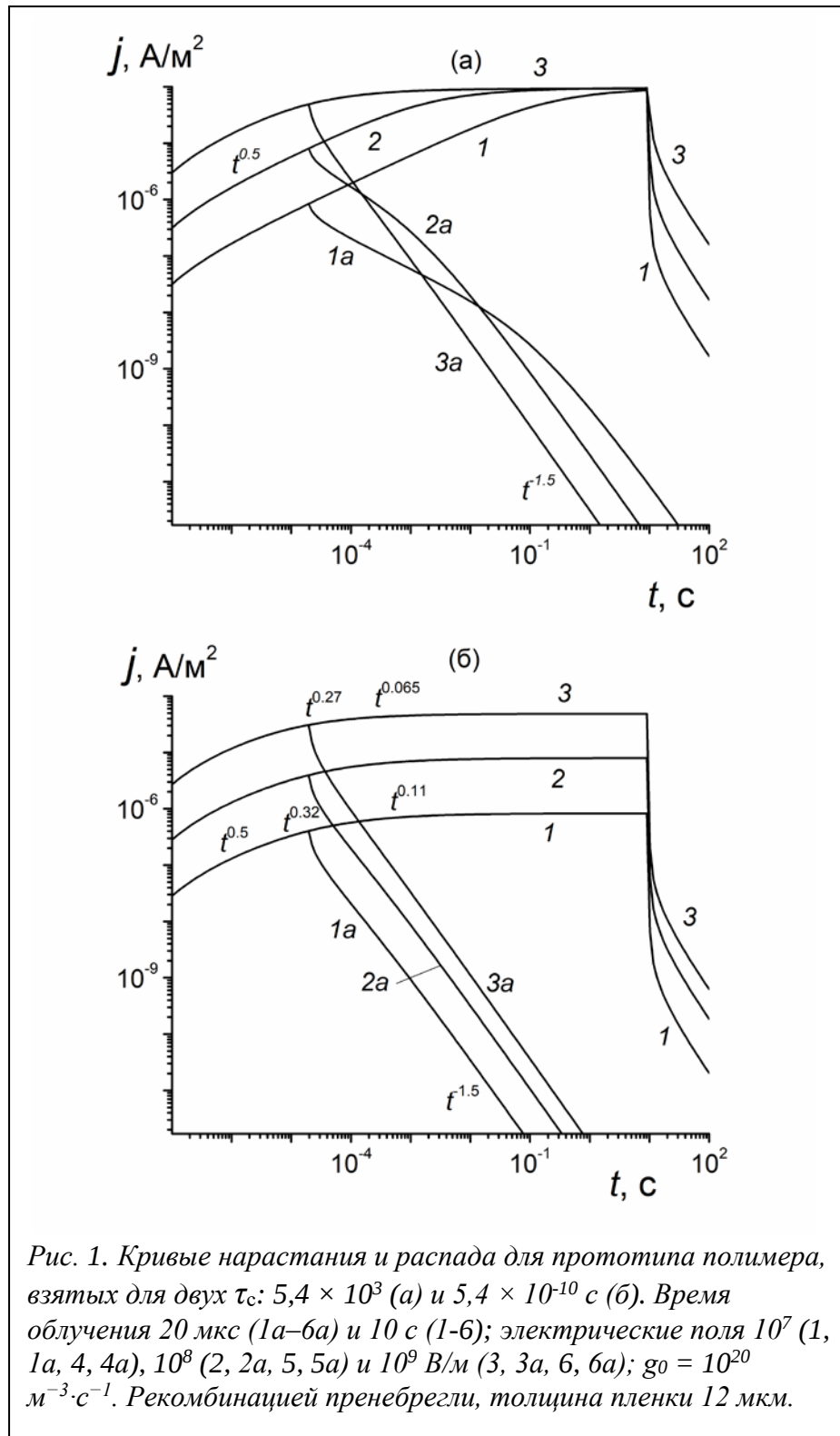
Динамика накопления заряда в диэлектриках космических аппаратов является важнейшим предметом изучения последние десятилетия [1]. На текущий момент проведено множество экспериментов по изучению поверхностного потенциала при электронном облучении различных полимерных плёнок [2-5]. При расчётах потенциала используется теория радиационной электропроводности (РЭ) [6], которая, в свою очередь, базируется на квазизонном формализме многократного захвата с использованием экспоненциального распределения ловушек, более известным как модель Роуза-Фаулера-Вайсберга (РФВ) [7]. Однако, исследования показали [8] несовершенство модели при изучении РЭ некоторых полимеров (например, для плёнок полиэтилентерефталата (ПЭТФ), полиимида или полистирола) с использованием импульсного и непрерывного ступенчатого облучения в малосигнальном режиме. Для описания их РЭ необходимо использовать биэкспоненциальное распределение ловушек, объединяющее две экспоненты с разными показателями степени. В настоящей работе будут показаны численные расчеты как РФВ, так и модифицированной модели РФВ (РФВм) в широком диапазоне времен облучения и электрических полей.

Параметры модели

В качестве прототипа полимера для численного моделирования был выбран полиэтилентерефталат (ПЭТФ), как наиболее полно исследованный полимер с точки зрения его РЭ и импульсного малосигнального облучения. Кроме того, были использованы предварительные параметры модели, предложенные в [8]: $\alpha = 0,5$, $\mu_0 = 10^{-5} \text{ м}^2/(\text{В с})$, $\tau_0 = 2 \times 10^{-11} \text{ с}$, $\nu_0 = 3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, $k_{\text{rec}} = 5,8 \times 10^{-14} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $M_0 = 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Кроме того, при электрическом поле $F_0 = 4 \times 10^7 \text{ В/м}$ получаем $g_0 = 6,24 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, связывающее теоретические предсказания и условия эксперимента. При правильном изменении таких параметров, как η , α_2 и E_s , легко имитировать конкретный полимер, но общее поведение, предсказываемое моделями РФВ и РФВм, не зависит от этих деталей.

Результаты расчётов

Наиболее интересные результаты относятся к пленкам ПЭТФ, облученным в малосигнальном режиме в широком диапазоне времен облучения от 3 нс до 9 мин [8]. В этом полимере эффект глубоких ловушек может быть представлен

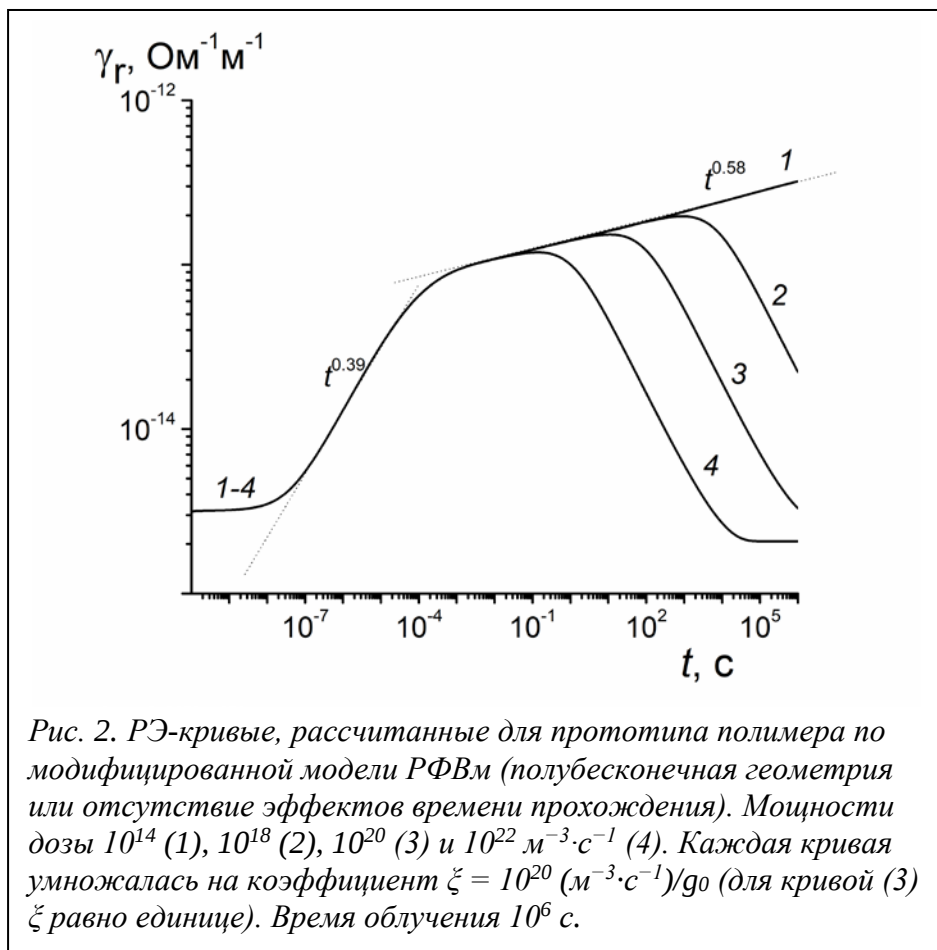


одним параметром τ_c , учитывающим мономолекулярный захват подвижных носителей (в ПЭТФ - электронов), не допускающий термического высвобождения с ловушек.

На рис. 1 представлены результаты расчетов выполненных с

использованием формул и пакета MathCad [8]. Рассматриваются две группы переходных процессов тока: первая с $\tau_c = 5,4 \times 10^3$ с, эффективно исключаящую глубокие ловушки, вторая - $\tau_c = 5,4 \times 10^{-10}$ с.

В случае модели РФВ (рис. 1а) все кривые приближаются к одному и тому же значению $j_{\text{sat}} \approx 10^{-4}$ А/м² с учетом полного сбора заряда электродами. Скорость приближения увеличивается вместе с полем. Согласно РФВм (рис. 1б), стационарное значение сильно зависит от поля и должно достичь j_{sat} в пределе $F_0 \rightarrow \infty$ (даже при 10^9 В/м, j_{sat} составляет всего $4,8 \times 10^{-5}$ А/м² ($\approx 0.48 j_{\text{sat}}$), как показано на кривой (6) (рис. 1б). В полях, меньших 10^7 В/м,



стационарная плотность тока масштабируется вместе с полем. Логарифмический наклон кривых нарастания медленно уменьшается до нуля в течение длительного времени.

Затем были использованы конкретные параметры модели РФВм (рис. 2): $\alpha_1 = \alpha = 0,5$ ($E_1 = 0,05$ эВ), $\alpha_2 = 0,05$ ($E_2 = 0,5$ эВ) и $E_s = 0,28$ эВ, $\eta = 0.033$, где η близок к $\eta = \tau_0/\tau_c = 1/27 \approx 0.037$ для $\tau_c = 5.4 \times 10^{-10}$ с, использованного ранее. Кривая (1) показывает, что β при $t \rightarrow \infty$ равно 0,058 и достаточно близко к ожидаемому значению $\beta = \alpha_2 = 0,05$. Иногда около 20 мкс $\beta = 0,39$ вместо ожидаемого значения $\beta = \alpha_1 = 0,5$. Обработка кривых (2-4) показывает, что максимальная проводимость γ_f , следующая из алгебраической зависимости от скорости генерации носителей $\gamma_f \propto g_0^\Delta$ с $\Delta \approx 0,87$. Согласно формулам для дисперсионного переноса [7,9], $\Delta = (1 + \alpha_2)^{-1} = 0,95$, что заметно отличается от его численного значения 0,87. Кривая (3) имеет $\gamma_f = 1,5 \times 10^{-13}$ Ом⁻¹·м⁻¹ (что

достигается при 12,1 с). Это значение выгодно отличается от $j_{\text{sat}}/F_0 = 0.82 \times 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для кривой (1) на рис. 1b (обе величины относятся к полю 10^7 В/м). Это ожидаемо, так как значения η в обоих случаях довольно близки.

Заключение

Новая модель РЭ в полимерах решает проблему фундаментального расхождения в рамках классической теории РФВ между импульсным и непрерывным облучением, наблюдаемым в некоторых важных коммерческих полимерах, таких как ПЭТФ, в то время как в некоторых других этот подход хорошо работал. Для достижения этой цели, введено биэкспоненциальное распределение ловушек, учитывающее глубокие ловушки с энергетическим распределением или без него, позволяющее описать необычное временное поведение РЭ при непрерывном облучении.

1. T. Paulmier, B. Dirassen, M. Belhaj, V. Inguibert, D. Payan, and N. Balcon, "Experimental test facilities for representative characterization of space used materials," in Proc. 14th ESA/ESTEC SCTC, Noordwijk, The Netherlands, Apr. 2016, pp. 4–8.
2. T. Paulmier, B. Dirassen, D. Payan, and M. van Eesbeek, "Material charging in space environment: Experimental test simulation and induced conductive mechanisms," IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 16, no. 3, pp. 682–688, Jun. 2009.
3. P. Molini  et al., "Polyimide and FEP charging behavior under multienergetic electron-beam irradiation," IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 19, no. 4, pp. 1215–1220, Aug. 2012.
4. T.A. Paulmier, A. Sicard-Piet, D. Lazaro, M. Arnaout, and D. Payan, "Analysis of charging kinetics on space dielectrics under representative worst case geostationary conditions," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 43, no. 9, pp. 2849–2855, Sep. 2015.
5. T. Paulmier, B. Dirassen, D. Payan, and M. Arnaout, "Analysis of charge transport and ionization effect in space-used polymers under high-energy electron irradiation," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 45, no. 8, pp. 1933–1937, Aug. 2017.
6. Tyutnev, A.P.; Saenko, V.S.; Zhadov, A.D.; Pozhidaev, E.D. Time-resolved radiation-induced conductivity of polymers using the multiple trapping formalism. Polymers 2019, 11, 2061.
7. Tyutnev, A.P.; Saenko, V.S.; Pozhidaev, E.D.; Ikhsanov, R. Experimental and theoretical studies of radiation-induced conductivity in spacecraft polymers. IEEE Trans. Plasma Sci. 2015, 43, 2915–2924.
8. Tyutnev, A.P.; Saenko, V.S.; Ikhsanov, R.S.; Krouk, E.A. Radiation-induced conductivity in polymers under pulsed and long-time small-signal irradiations combined to determine their step-function response. J. Appl. Phys. 2019, 126, 095501.
9. Arkhipov, V.I. An adiabatic model of trap-controlled dispersive transport and recombination. J. Non-Cryst. Solids 1993, 163, 274–282.

О ВЕЛИЧИНЕ ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА АТОМНЫХ ЯДЕР

И.М. Капитонов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
кафедра Общей ядерной физики
E-mail: igor-kapitonov@yandex.ru

Состояния атомных ядер характеризуются квантовым числом *изоспин*. Это является следствием инвариантности (нечувствительности) нуклон-нуклонных сил к замене нейтрона на протон и наоборот. Специфика изоспина ярко проявляется в процессе возбуждения и распада Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР), вызванного поглощением ядром электрических дипольных (E1) фотонов. Правила отбора по изоспину для электромагнитных переходов позволяют установить изоспины возбуждаемых E1-фотонами ядерных состояний. В зависимости от того, рассматриваем ли мы ядра с числом нейтронов N равным числу протонов Z , т. е. так называемые самоспряженные ядра с $N = Z$, или ядра с $N \neq Z$ (их подавляющее большинство), ситуация будет различной. Учитывая, что E1-фотон ведет себя как частица с изоспином 1 и проекцией изоспина 0 и то, что изоспин T_0 основного состояния ядра определяется равенством $T_0 = |(N - Z)/2|$, получаем следующие возможности для изоспинов T возбуждаемых E1-фотонами ядерных состояний:

$$\text{ядра с } N = Z: \quad T = T_0 + 1 \equiv 1, \quad (1)$$

$$\text{ядра с } N \neq Z: \quad T = T_0 \text{ или } T_0 + 1. \quad (2)$$

Мы видим, что в случае самоспряженных ядер E1-фотоны возбуждают состояния лишь с одним изоспином 1, а в случае несамоспряженных ядер могут возбуждаться состояния с двумя изоспинами: T_0 и $T_0 + 1$. В этом последнем случае для изоспинов обычно используют обозначения $T_0 = T_<$, $T_0 + 1 = T_>$, а для энергий возбуждения соответствующих состояний – $E_<$ и $E_>$. Таким образом, для ядер с $N \neq Z$ (в отличие от самоспряженных ядер) возникают две изоспиновые ветви E1-переходов, центры тяжести которых, как известно [1], располагаются при разных энергиях, причем $T_>$ -состояния лежат выше. Величину расщепления центров тяжести состояний $T_>$ и $T_<$ будем обозначать ΔE_T .

Для оценки ΔE_T ранее использовался подход, основанный на непосредственном применении принципа изобарической инвариантности к двум сильно взаимодействующим объектам, например, частице a и ядру B . Потенциал такого взаимодействия выбирался в виде так называемого *потенциала Лейна* [2]: $V_{aB} = \frac{100}{A} (\vec{t}_a \vec{T}_B) \text{ МэВ}$, где A – массовое число ядра B , а числовой коэффициент 100 МэВ задаётся величиной энергии симметрии в полуэмпирической формуле Вайцеккера для удельной энергии связи ядер.

При применении потенциала Лейна к оценке величины ΔE_T в качестве объекта a использовалась частично-дырочная (*particle-hole*) нуклонная пара с изоспином $t_{ph} = 1$, возникающая при поглощении ядром $E1$ -фотона, а в качестве изоспина ядра B – изоспин T_0 ядра-мишени в основном состоянии. Сложение этих двух изоспинов приводит к двум конечным изоспинам возбужденного ядра – T_0 и $T_0 + 1$ и расщепление по энергии этих изоспиновых состояний непосредственно определяется потенциалом Лейна (соответствующий расчёт приведен в [3]). Итоговая формула имеет вид

$$\Delta E_T = E_{>} - E_{<} = \frac{100}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ.} \quad (3)$$

Учет коллективизации отдельных *ph*-состояний приводит к сближению центров тяжести $E1$ -возбуждений с T_0 и $T_0 + 1$ и в окончательном выражении вместо множителя $100/A$ принято использовать множитель $60/A$.

Величину изоспинового расщепления ΔE_T можно оценить другим и более простым способом. Из концепции изоспиновой симметрии следует, что состояние с $T_{>} = T_0 + 1$ в ядре (N, Z) имеет изобар-аналог в ядре $(N + 1, Z - 1)$, который в этом ядре является уже $T_{<}$ -состоянием, причем энергия возбуждения этого изобар-аналога должна быть практически той же, что и энергия $T_{<}$ -состояния в ядре (N, Z) , поскольку обсуждаемые два ядра переходят одно в другое заменой лишь одного протона на нейтрон или наоборот ($p \leftrightarrow n$). Если пренебречь кулоновскими силами и разницей в массах протона и нейтрона, то, как следует из полуэмпирической формулы Вайцеккера для энергии связи ядра [4], энергии всех состояний ядра $(N + 1, Z - 1)$ будут сдвинуты вверх по энергии относительно состояний ядра (N, Z) за счёт возрастания энергии симметрии $E_{\text{симм}} \approx 24 \frac{(N-Z)^2}{A}$ МэВ. При переходе от ядра (N, Z) к ядру $(N + 1, Z - 1)$ это увеличение энергии симметрии, как легко убедиться, составит

$$\Delta E_{\text{симм}} = 24 \cdot 4 \frac{[(N-Z)+1]}{A} \text{ МэВ} \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ.} \quad (4)$$

и эта же величина будет давать значение изоспинового расщепления ΔE_T , т.е. имеем

$$\Delta E_T \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ.} \quad (5)$$

С учетом эффекта коллективизации дипольных *ph*-состояний, уменьшающего величину расщепления возбуждений с $T_{>}$ и $T_{<}$, в выражении (5), как и выше, в выражении (3), нужно вместо множителя $100/A$ использовать множитель $60/A$.

Отличие (5) от (3) состоит в появлении в скобках коэффициента 2 перед T_0 . Поэтому формула (5) предсказывает бóльшую величину изоспинового расщепления ГДР чем формула (3). На вопрос о том, насколько формула (5) пригодна для воспроизведения величины изоспинового расщепления ГДР, ответ может дать лишь анализ экспериментальных данных. Принято [1, 3]

оценивать это расщепление по величине энергетического сдвига сечения реакции (γ, p) , которое связывают с преимущественным возбуждением компоненты ГДР с изоспином $T_>$, относительно сечения реакции (γ, n) , которое в основном должно быть обусловлено $T_<$ -компонентой. Опираясь на этот критерий, для лёгких ядер не удастся сделать однозначный вывод в пользу одного из обсуждаемых вариантов. Для средних ядер лучше подходит формула (3), а для тяжёлых – (5).

Можно показать, что учет кулоновского взаимодействия и разности масс протона и нейтрона при переходе от ядра (N, Z) к ядру $(N + 1, Z - 1)$ не скажется на величине ΔE_T .

1. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1979.
2. A.M. Lane. Nucl. Phys. v. 35, p. 676, 1962.
3. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. М.: Университетская книга. 2008.
4. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. Частицы и атомные ядра. М.: ЛЕНАНД, 2019.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Н.Г. Гончарова, А.П. Долгодворов

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
Институт безопасности ядерных реакторов РАН.*

E-mail: n.g.goncharova@gmail.com; alexey.dolgodvorov@ibrae.ac.ru

Важнейшая роль поверхностного натяжения в формировании свойств ядер была установлена капельной моделью ядер [1]. В работе О.Бора [2] была показана связь величины коэффициента σ поверхностного натяжения четно-четных ядер с жесткостью ядерной поверхности C относительно квадрупольных колебаний:

$$C = 4R^2\sigma - \frac{3Z^2e^2}{10\pi R} \quad (1)$$

Жесткость C четно-четных ядер в основном состоянии может быть оценена по величине энергии низшего 2^+ уровня четно-четного ядра и среднеквадратичной деформации β :

$$C = \frac{5E(2^+)}{2\beta^2} \quad (2)$$

Вероятности переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ в четно-четных ядрах связаны с величинами среднеквадратичной деформации β . Серия экспериментальных исследований этих величин была обобщена в обзоре [3]. (В работе [4] проведено уточнение некоторых из результатов [3]) Эти данные позволили рассчитать величину жесткости для большинства четно-четных ядер [5].

Связь (1) коэффициентов поверхностного натяжения σ в атомных ядрах и жесткости ядер C дает возможность получить приближенные оценки σ и исследовать связь этих величин с оболочечной структурой ядер [6].

В работах [5,6] была выявлена корреляция высоких значений величин C и σ с минимумами параметров $r_0 = R_{ch} \cdot A^{-1/3}$. Примером такой корреляции является распределение значений коэффициентов поверхностного натяжения и значений параметров r_0 в четных изотопах кальция (рис.1)

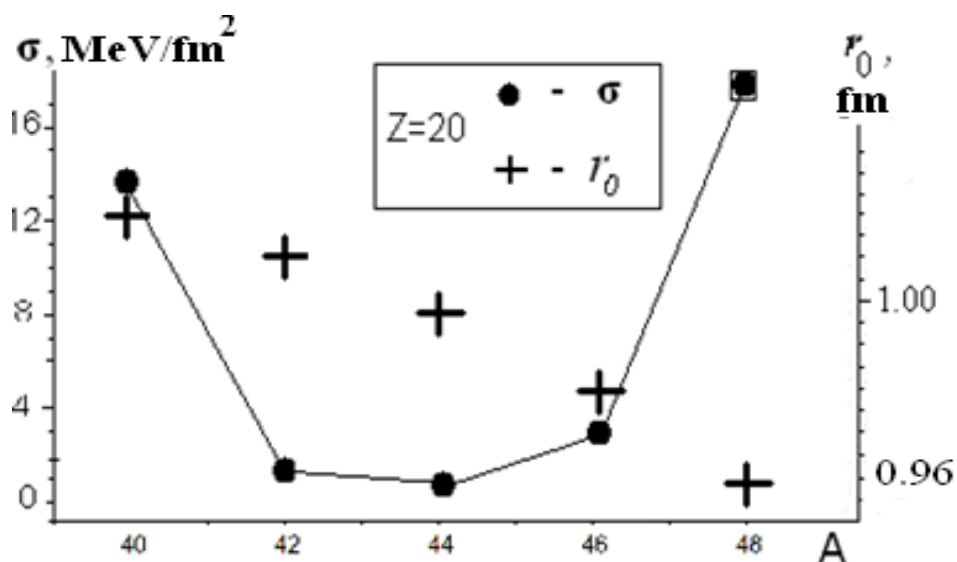


Рис. 1. Значения σ и r_0 изотопов Ca.

Поскольку нуклонная плотность ядер обратно пропорциональна третьей степени параметра r_0 , то уменьшение его значений соответствует сжатию протонной составляющей ядерной материи. Корреляция высоких значений жесткости и минимумов в распределении плотности заряда атомного ядра является следствием влияния поверхностного натяжения на форму и размер ядра. Рост коэффициента поверхностного натяжения вызывает рост давления p на сферу радиуса R , что отражает «классическая» формула Лапласа $p = 2\sigma/R$. Увеличение поверхностного натяжения и связанное с ним увеличение давления на ядро, несмотря на слабую сжимаемость ядерной материи, приводит к минимальным значениям параметра r_0 . (Данные о радиусах ядер, использованные в расчетах коэффициентов σ [7], являются результатом измерений на электронных ускорителях и отражают радиус распределения заряда.)

Заполнение нейтронных подболочек $(1d_{3/2})^4(1f_{7/2})^8$ в ^{48}Ca имеет следствием максимальное для всех легких ядер значение коэффициента поверхностного натяжения. Пространственная локализация нуклонов на этих подболочках соответствует более высоким значениям для них среднего радиуса r_n^2 , чем средний радиус протонного распределения r_p^2 . Уменьшение значений среднего радиуса распределения протонов в том же ядре за счет роста поверхностного натяжения является, таким образом, дополнительным фактором увеличения разности

$$\Delta r^2 = r_n^2 - r_p^2, \quad (3)$$

Значение (3) количественно характеризует толщину т.н. «нейтронной кожи» (neutron skin). Измерениям и расчетам этой величины посвящен ряд работ (см., например, статью [8] и ссылки в ней). На ускорителе МАМІ на пионных пучках были проведены измерения величин Δr_{np} в ядре ^{208}Pb [9] и получена ее оценка $\Delta r_{\text{np}} = (0.15 \pm 0.03)\text{fm}$. Расчет коэффициентов поверхностного натяжения в четных изотопах свинца [6] также указывает на эффект уменьшения радиуса протонной компоненты ^{208}Pb (Рис.2)

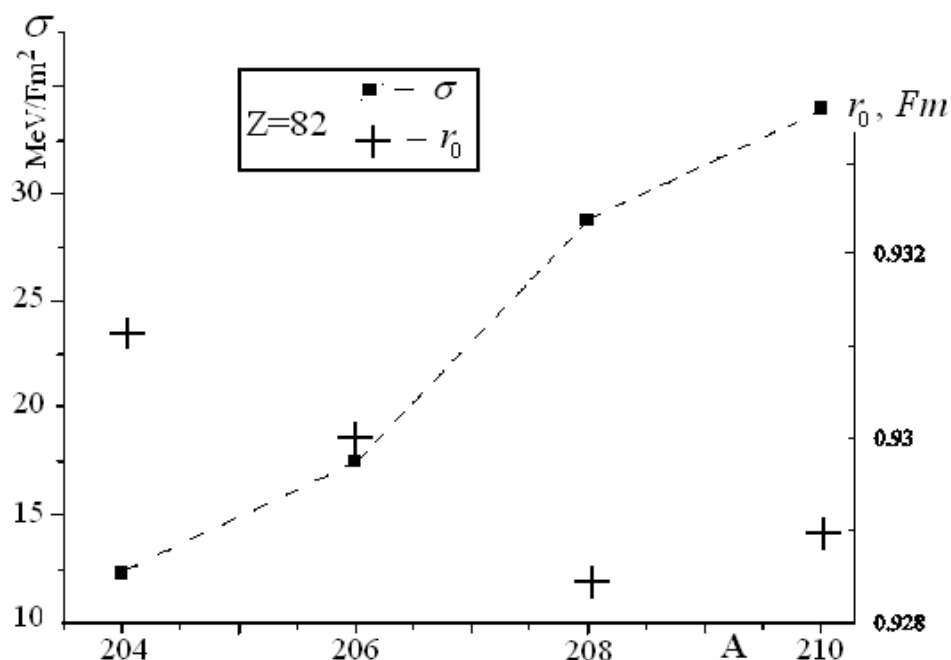


Рис. 2. Коэффициенты σ и параметры r_0 изотопов Pb.

Анализ связи коэффициентов поверхностного натяжения в четно-четных ядра с оболочечными эффектами в них [10] выявил, помимо ^{48}Ca и ^{208}Pb , еще несколько четно-четных ядер, для которых также вероятно обнаружение эффекта «нейтронной кожи». Наиболее перспективными в этом отношении являются изотопы циркония ^{90}Zr и ^{96}Zr (рис.3). Распределение коэффициентов σ и параметров r_0 , аналогично случаям четных изотопов кальция и свинца, также демонстрирует эффект сжатия протонной компоненты ядра при высоких значениях коэффициента поверхностного натяжения.

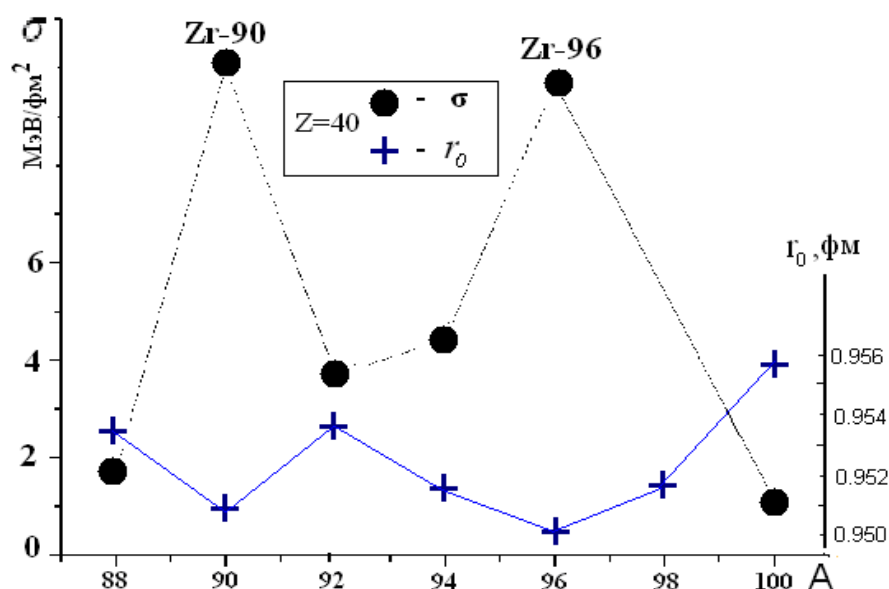


Рис. 3. Коэффициенты σ и параметры r_0 изотопов Zr

Проведенные расчеты позволяют оценить отношение коэффициента поверхностного натяжения в ядрах к значениям этой величины в жидкостях. Например, в воде $\sigma \sim 0.073 \text{ J/m}^2$ (при 20° по шкале Цельсия). Максимальное

значение σ , по проведенным оценкам, в ^{210}Pb ($\sigma \sim 34 \text{ MeV/Fm}^2$). Учитывая, что $1 \text{ MeV/Fm}^2 = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ J/m}^2$, получаем

$$\frac{\sigma(^{210}\text{Pb})}{\sigma(\text{H}_2\text{O})} \approx 0.75 \cdot 10^{20}. \quad (4)$$

1. v. Weizsäcker C.F. // Zs.f. Phys. 1935. **96**, P.431
2. Bohr A. // Dan. At. Fys. Medd. **22**, #14, 7 (1952)
3. Raman S. et al // At. Data & Nucl. Data Tabl. **78**, **1** (2001)
4. Pritychenko B., Birch M., Singh B et al // At. Data & Nucl. Data Tables. 2016. **107**, 1
5. Goncharova N.G., Dolgodvorov A.P., Sergeeva S.I. // Moscow Univ. Bull. **69**#3 (2014)
6. Goncharova N.G. // PEPAN **50**, #5, 532 (2019)
7. Angeli I., Marinova K. / At. Data & Nucl. Data Tables, **99** (2013) 69
8. Thakur V., Dhiman S. // Nucl. Phys. A **992** (2019) 121623
9. Tarbert C.M. , Watts D.P. et al // Phys. Rev. Lett. **112**, 242502, (2014)
10. Goncharova N.G. // Moscow Univ. Bull. (Phys) #5 (2020) 58

ГЕНЕРИРОВАНИЕ СТЕРИЛИЗУЮЩЕЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ СТРУИ НА ОСНОВЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Н.А. Аристова¹, А.А. Макаров², Н.К. Гулько², И.П. Иванова³, И.М. Пискарев⁴

¹ Нижнетагилский технологический институт Уральского государственного университета УРФУ; ² Фирма Айплазма, Москва; ³ Нижегородский государственный университет; ⁴ научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

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

Введение.

Плазма электрического разряда на воздухе содержит широкий набор активных форм кислорода и азота [1]. Химически активные частицы, генерируемые в плазме, обладают дезинфицирующими свойствами. Механизм действия дезинфицирующего агента плазмы заключается в том, что клетки патогенных микроорганизмов окисляются с поверхности, оболочка клетки разрушается и клетка гибнет. Такими возможностями обладают долгоживущие активные частицы, которые не сразу расходуются при контакте с веществами, окружающими клетку, а успевают диффундировать внутрь обрабатываемой пробы. Длительным временем жизни обладают азотсодержащие соединения, образующиеся в плазме электрического разряда. Целью работы является изучение возможности генерации активных частиц, обладающих дезинфицирующими свойствами, в плазме импульсного скользящего электрического разряда.

Методика эксперимента.

Скользкий разряд создавался между парой расходящихся электродов, минимальное расстояние между электродами 8.5 мм, максимальное – 14. На электроды подавались импульсы высокого напряжения амплитудой 20 кВ, частотой повторения 36 кГц. Мощность, выделяемая в разряде, 120 Вт. Длина электродов 24 мм, длина факела разряда 30 мм. Между электродами через форсунку продувалась аэрозольная смесь, поток рабочей жидкости 30 мл/мин, поток воздуха 30 л/мин. Материал электродов – нержавеющая сталь. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода и водные растворы перекиси водорода концентрацией 0.2% и 0.5%. Результаты сравниваются с окислительной способностью необработанной 3% перекисью водорода.

Окислительно-восстановительные свойства обработанной разрядом жидкости оценивались путем введения пробы жидкости в тестовые растворы. Для определения концентрации окислителей пробы объемом 5 мл вводили в раствор соли Мора концентрацией 2 г/л в 0.4 М серной кислоте. Выход окислителей определялся для растворов сразу после обработки и после хранения этих растворов в течение суток. Для определения концентрации

восстановителей пробы вводили в 0.05N раствор перманганата калия в 0.4M серной кислоте. Для оценки пути реакции, пробы вводили в раствор метилового оранжевого концентрацией 8 мг/л в 0.4M серной кислоте. Продукты окислительно-восстановительных реакций идентифицировались по спектрам поглощения тестовых растворов в диапазоне длин волн 200 – 600 нм. Все тестовые реакции медленные, поэтому выход продуктов реакций регистрировался через 3 дня после введения проб в тестовые жидкости [2]. Оптическую плотность измеряли относительно дистиллированной воды спектрофотометром СФ-102 фирмы Аквилон, Россия. Величина рН измерялась прибором Эксперт-001, проводимость растворов – прибором Эксперт-002, оба прибора фирмы Эконикс, Россия. Использовалась дистиллированная вода рН = 5.5, проводимость $G = 5$ мкСм/см и химически чистые реактивы.

Результаты эксперимента.

Значения рН и электрической проводимости всех используемых растворов сразу после обработки, а также в первый и третий день после обработки приведены в таблице. Там же приведены радиационные выходы окислителей и восстановителей.

Таблица. Характеристики воды, полученной путем обработки рабочей жидкости плазмой скользящего разряда. Сразу – измерения непосредственно после обработки; день 1 – на следующий день после обработки; день 3 – на третий день после обработки. Радиационный выход рассчитан относительно энергии, выделяемой в разряде.

Характеристика		Рабочая жидкость		
		Вода	0.2% H ₂ O ₂	0.5% H ₂ O ₂
рН	Сразу	2.45 ± 0.02	2.3 ± 0.02	2.2 ± 0.02
	День 1	2.43 ± 0.02	2.2 ± 0.02	2.2 ± 0.02
	День 3	2.4 ± 0.02	2.2 ± 0.02	2.18 ± 0.02
Проводимость G, мкСм/см	Сразу	820 ± 5	1250 ± 7	1380 ± 7
	День 1	930 ± 5	1320 ± 7	1399 ± 7
	День 3	880 ± 5	1380 ± 7	1415 ± 7
Радиационный выход окислителей, (100 эВ) ⁻¹		1.2 ± 0.1	1.8 ± 0.1	1.7 ± 0.1
Радиационный выход восстановителей, (100 эВ) ⁻¹		1.1 ± 0.1	-	-

Видно, что после обработки величины рН имеют тенденцию к уменьшению, проводимость сильно увеличивается. Значения радиационных выходов окисления и восстановления для случая, когда рабочая жидкость – дистиллированная вода, в пределах ошибок одинаковы. Это позволяет сделать

вывод, что под действием электрического разряда в аэрозольном потоке образуются долгоживущие азотсодержащие соединения, аналогичные тем, которые образуются под действием импульсного излучения горячей плазмы и были идентифицированы в работе [3]. Определить выход восстановителей использованной нами методикой для случаев, когда рабочая жидкость – растворы перекиси водорода, не представляется возможным, так как сама перекись водорода разлагает марганцовку.

Спектры поглощения растворов метилового оранжевого, исходного раствора и на третий день после введения пробных растворов приведены на рисунке.

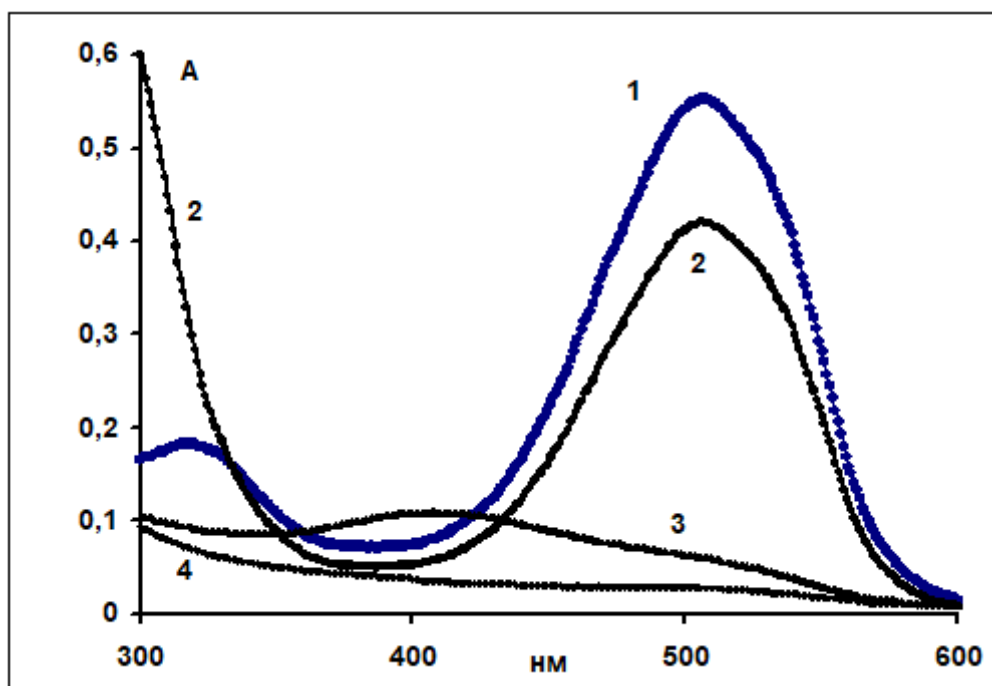


Рис. 1. Оптическая плотность A метилового оранжевого после реакции с пробными растворами:

- 1 – исходный раствор;
- 2 – 3% раствор перекиси водорода;
- 3 – дистиллированная вода, обработанная плазмой скользящего разряда;
- 4 – 0.5% раствор перекиси водорода, обработанный плазмой скользящего разряда.

Максимум спектра поглощения метилового оранжевого находится при длине волны $\lambda = 507$ нм. Метиловый оранжевый может окисляться полностью, либо через образование промежуточного продукта N,N dimethyl-4 - nitroaniline (4-NDMA), который имеет максимум поглощения при длине волны $\lambda = 420$ нм. Из рисунка видно (кривая 2), что 3% перекись водорода мало окисляет метиловый оранжевый, и при окислении не образуется промежуточный продукт с $\lambda = 420$ нм. Раствор 0.5% перекиси водорода, обработанный разрядом, намного сильнее окисляет метиловый оранжевый (кривая 4), чем раствор чистой перекиси водорода значительно большей концентрации (сравни, кривая 2). При взаимодействии с пробой 0.5% раствора перекиси

водорода, обработанной разрядом, продукт, поглощающий при $\lambda = 420$ нм, также не образуется (кривая 4). При взаимодействии с обработанной разрядом дистиллированной водой продукт 4-NDMA образуется (кривая 3).

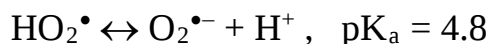
Этот продукт образуется при взаимодействии с водой, обработанной излучением горячей плазмы [4]. Под действием излучения горячей плазмы идентифицировано образование комплекса (...ONOOH/ONOO⁻...) распадающегося в течение 14 дней на пероксинитрит и пероксиазотистую кислоту. Порядка 95% комплекса, образовавшегося под действием излучения горячей плазмы, распадается в течение 4 дней. Результаты эксперимента позволяют предположить, что под действием скользящего разряда в воде также образуется этот комплекс.

В отличие от излучения, после воздействия скользящего разряда окислительная активность раствора уменьшается до уровня $\sim 10\%$ от исходного значения, наблюдаемого сразу после обработки, за сутки. Продукты распада комплекса обладают как окислительными, так и восстановительными свойствами [4]. Поэтому представляется естественным, что выход окислителей и восстановителей в пределах ошибок измерений одинаков. Продукты распада комплекса, пероксинитрит и пероксиазотистая кислота, имеют время жизни в нейтральной и кислой среде порядка 1 секунды. Один из каналов их распада – образование кислот, в частности, азотной. Поэтому при распаде комплекса величина pH уменьшается. Увеличивается также проводимость раствора. Проанализируем механизм образования комплекса.

Обсуждение. Механизм образования активных частиц.

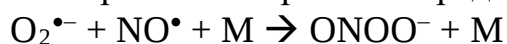
В плазме электрического разряда на воздухе в присутствии аэрозолей воды образуются все виды активных форм кислорода и азота [1]. Наибольшей активностью обладают гидроксильные радикалы. Однако из-за своей высокой активности они в значительной степени гибнут на месте образования, а также расходуются на окисление соединений, непосредственно контактирующих с областью, где радикалы генерируются. Поэтому вероятность разрушить поверхность клетки, покрытой защитной оболочкой, для гидроксильных радикалов мала. Основными агентами, которые могут приводить к разрушению клетки, должны быть относительно долгоживущие активные формы азота.

Первичным азотсодержащим продуктом, образующимся в электрическом разряде на воздухе, согласно механизму Зельдовича, является радикал NO[•]. В капельках воды, находящихся в аэрозольной форме, образуются радикалы NO₂[•]/O₂^{•-} [4]. Для этих радикалов имеет место равновесие:

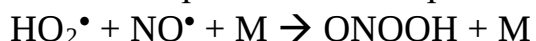


При pH < 4.8 радикал существует преимущественно в форме NO₂[•], при pH > 4.8 он существует преимущественно в форме O₂^{•-}. В наших экспериментах обрабатывается нейтральная вода, pH = 5.5. В процессе

обработки величина рН уменьшается. Одним из каналов образования пероксинитрита в нейтральной среде является реакция:



В кислой среде возможна реакция:



Здесь М – третья частица, ее роль могут играть молекулы воды, поскольку реакция происходит в капельках воды.

В импульсе концентрация образующихся частиц велика, поэтому существует вероятность образование сложного комплекса (...ONOOH/ONOO⁻...). Продукты распада комплекса (пероксинитрит и пероксиазотистая кислота) обеспечивают бактерицидное действие аэрозольной струи, обработанной скользящим разрядом. Поскольку заметная концентрация комплекса, образующегося под действием плазмы скользящего разряда (на уровне не менее 10% исходной) сохраняется до 1 дня, то объект, обработанный аэрозольной струей, должен сохранять чистоту длительное время. Бактерицидное действие струи было проверено с помощью полосок "Биотест".

В работе [5] скользящий разряд использовался для получения аэрозольной струи, обладающей бактерицидными свойствами. После обработки значение рН воды уменьшалось, электропроводность составила $G \sim 100$ мкСм/см. Многочисленные эксперименты, выполненные авторами этой работы, показали, что такая вода приводит к уменьшению концентрации бактерий в обрабатываемом объекте не менее, чем в 10^4 раз.

В нашей работе проводимость растворов увеличивается намного больше, до 800 – 1300 мкСм/см. Поэтому можно ожидать, что активность раствора будет намного больше. Использование в качестве рабочей жидкости дистиллированной воды является предпочтительным с точки зрения экологии, так как при этом не используются никакие химические реагенты. А все вещества, образовавшиеся непосредственно в разряде, имеют ограниченное время жизни.

1. P.J. Bruggeman, M.J. Kushner, B.R. Locke et al. "Plasma-liquid interactions: A review and roadmap." *Plasma Sources Sci. Technol.* 25 053002 (59pp), 2016.

2. I.M. Piskarev, I.P. Ivanova. "Comparison of Chemistry Induced by Direct and Indirect Plasma Treatment of Water to the Effect of UV Radiation". *Plasma Chem Plasma Process.* 2020. <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10127-6>

3. I.M. Piskarev, I.P. Ivanova. "Effect of spark electric discharge between solid electrodes in water". *Plasma Sources Sci. Technol.* 28(8) 085008 (10pp), 2019.

4. I.M. Piskarev. "Comparison of Direct and Indirect Effect of Spark Discharge Plasma and UV Lamp Radiation on Water and an Aqueous Solution of Methyl Orange," in *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 48, no. 4, pp. 1116-1121, 2020.

5. R. Burlica, R.G. Grim, K.-Y. Shih, D. Balkwill, B.R. Locke. "Bacteria inactivation using low power pulsed gliding arc discharge with water spray." *Plasma Processes and Polymers.* 7. 640 – 649. 2010.

Особенности обработки данных экспериментов с мечеными нейтронами

Н.А. Федоров^{1,2}, И.Д. Дашков^{1,2}, Д.Н. Грозданов^{1,3}, Ю.Н. Копач¹,
Т.Ю. Третьякова^{1,4}, И.Н. Русков^{1,3}, В.Р. Ской и коллаборация «TANGRA»

¹Объединенный институт ядерных исследований; ²Физический факультет МГУ;

³Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук;

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

E-mail: na.fedorov@physics.msu.ru

Введение

Проект «TANGRA» (TAgged Neutrons and Gamma RAys), и одноименная коллаборация были созданы в Лаборатории нейтронной физики имени И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований (ЛНФ ОИЯИ, Дубна). Задачами проекта являются как экспериментальное и теоретическое исследование процессов, происходящих при взаимодействии быстрых нейтронов с атомными ядрами, так и создание аппаратуры и методики неразрушающего элементного анализа на основе регистрации продуктов нейтрон-ядерных реакций.

Отличительной чертой проекта является использование промышленных нейтронных генераторов с возможностью мечения нейтронов в качестве нейтронных источников, что позволяет легко изменять геометрию эксперимента и тестировать различные конфигурации детекторных систем с целью исследования различных процессов.

Принципы работы экспериментальных установок проекта TANGRA

Метод меченых нейтронов (ММН), используемый при проведении экспериментов, позволяет отсеивать существенную часть фоновых событий, связанных с нейтрон-ядерными реакциями в конструктивных элементах установки, что позволяет создавать достаточно компактные конфигурации детекторных систем и увеличить эффективность регистрации продуктов реакций.

Суть ММН заключается в следующем: при бомбардировке тритиевой мишени потоком дейтронов с энергией порядка 80 кэВ в ходе реакции



образуются быстрые моноэнергетические нейтроны с энергией 14.1 МэВ, и α -частицы с энергией 3.5 МэВ, выпускаемые практически в противоположных направлениях. Регистрация продуктов нейтрон-ядерной реакции в образце происходит в совпадении с регистрацией α -частиц находящимся вблизи от тритиевой мишени детектором. В качестве нейтронного источника использовался промышленный нейтронный генератор ИНГ-27 со встроенным α -детектором, серийно производимый ВНИИА[1].

В зависимости от предъявляемых требований, нейтронный генератор может быть оснащен α -детектором с количеством пикселей от 1 до 1024, максимальная интенсивность нейтронного излучения в 4 π может быть от $5 \cdot 10^7$

до 10^8 нейтр/с.

В рамках проекта TANGRA были испытаны различные конфигурации детекторных систем для выполнения различных задач: измерение угловых распределений проводилось с помощью NaI(Tl) или BGO детекторов, расположенных вокруг облучаемого образца, при определении выходов и сечений излучения γ -квантов использовался детектор из сверхчистого германия (HPGe), расположенный под углом 90° к оси симметрии установки, а для получения угловых распределений нейтронов использовалась система из пластиковых сцинтилляторов, расположенных в виде двух концентрических секторов. Часть результатов этих измерений опубликована в [2-4].

Импульсы с детекторов, используемых в измерениях, оцифровываются и сохраняются на жесткий диск компьютера для последующего анализа. В качестве АЦП использовались разработанные в ОИЯИ приборы ADCM и ЦРС, параметры которых приведены в таблице 1.

Табл. 1. Параметры систем сбора данных

Система	Частота дискретизации	Макс. скорость счета	Интерфейс	Типы детекторов	Микросхемы АЦП
ADCM	100МГц	$<10^5$ соб/с	PCI	Сцинт.	LTC2284
ЦРС	200МГц	10^5 соб/с	USB3	Сцинт., HPGe	AD9265

Большая часть экспериментов по измерению угловых распределений γ -квантов была поставлена с использованием системы ADCM; ее скорость счета недостаточна для подсчета испущенных нейтронов.

Система ЦРС является более производительной, кроме того, она может быть использована совместно с HPGe детектором, так как позволяет интегрировать достаточно длинные импульсы, кроме того, ее скорость счета позволяет записывать все импульсы с α -детектора нейтронного генератора, и, таким образом, определить полное число излученных нейтронов.

Обработка данных экспериментов с ММН

Процедуры обработки данных для различных детекторных систем имеют существенные отличия друг от друга, связанные как со свойствами самих детекторов и АЦП, так и с типом получаемых результатов. Блок-схема обработки данных эксперимента TANGRA приведена на Рис. 2.

Универсальным этапом обработки данных является анализ осциллограмм импульсов: их интегрирование и группировка по времени регистрации. Импульсы, пришедшие в некотором заданном временном интервале, объединяются в события, которые записываются в файлы декодированных данных (dec). Затем эти файлы обрабатываются отдельными специализированными программами, разными для сцинтилляторов и HPGe.

Для сцинтилляционных детекторов на основе dec файлов строятся временные спектры, на которых выбираются временные окна,

соответствующие реакциям в облучаемом образце.

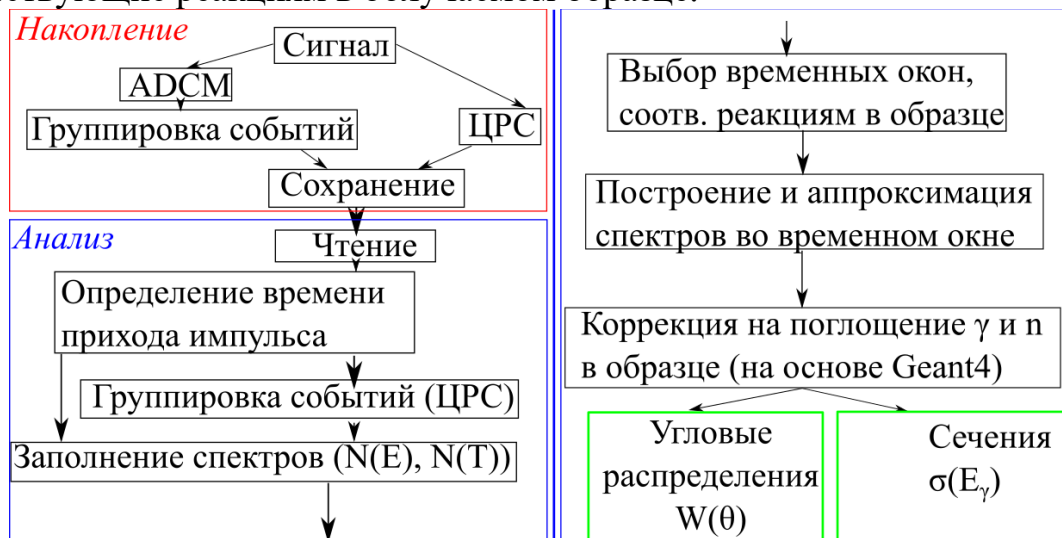


Рис. 2. Обработка данных эксперимента TANGRA

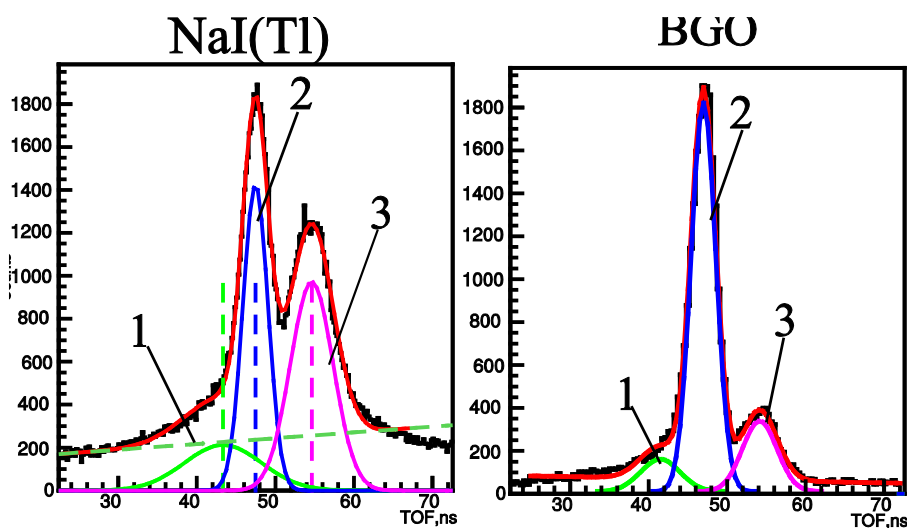


Рис. 3. Сравнение временных спектров с детекторов NaI(слева) и BGO(справа). Цифрой 1 обозначен пик, соответствующий реакциям в конструкционных материалах установки вблизи источника нейтронов, 2- γ -квантам, родившимся в образце, 3-прямым и рассеянными нейтронам, попавшим в детектор.

На основе полученных для каждой комбинации α -пиксель-детектор временных окон выбираются события, соответствующие реакциям в образце. (пик 2 на Рис. 3), для построения энергетических спектров полезных событий, из которых впоследствии, после перенормировки, вычитаются спектры событий, соответствующих подложке и пикам 1, 3. Пример γ -спектров в окне вокруг пика 2 и вне этого окна приведен на Рис. 4.

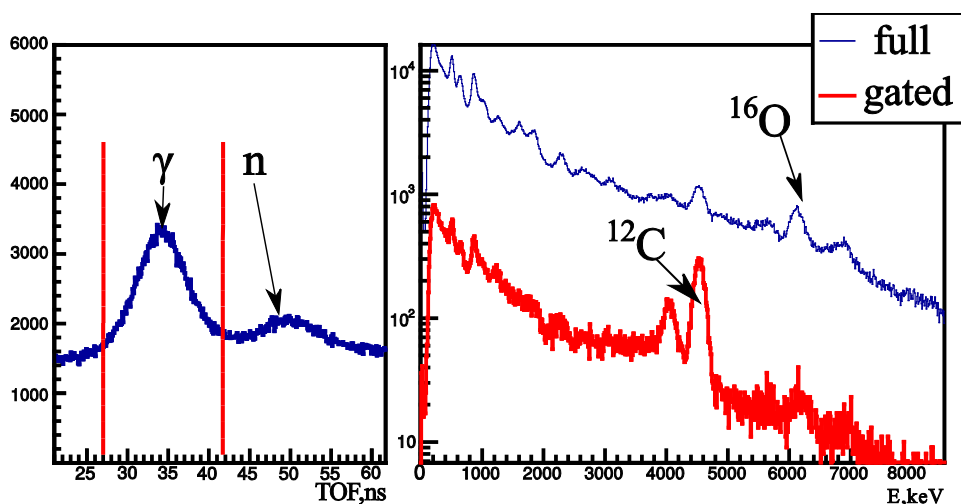


Рис. 4. Сравнение энергетического спектра с детектора BGO, набранного во временном окне и полного спектра. Хорошо видимый на полном спектре пик 6130 кэВ, соответствующий реакции $^{16}\text{O}(n, n'\gamma)$, вызываемой появившимся в детектор нейтроном, практически отсутствует на спектре «в окне».

В силу низкого энергетического разрешения сцинтилляторов, определение площадей фотопиков в случае большого их числа превращается в нетривиальную задачу, требующую учета влияния физических процессов, происходящих в детекторе, на форму спектра. Для ее решения была создана функция отклика детектора[5], позволяющая учесть отдельные компоненты спектра при его аппроксимации. Структура данной функции приведена на Рис. 5.

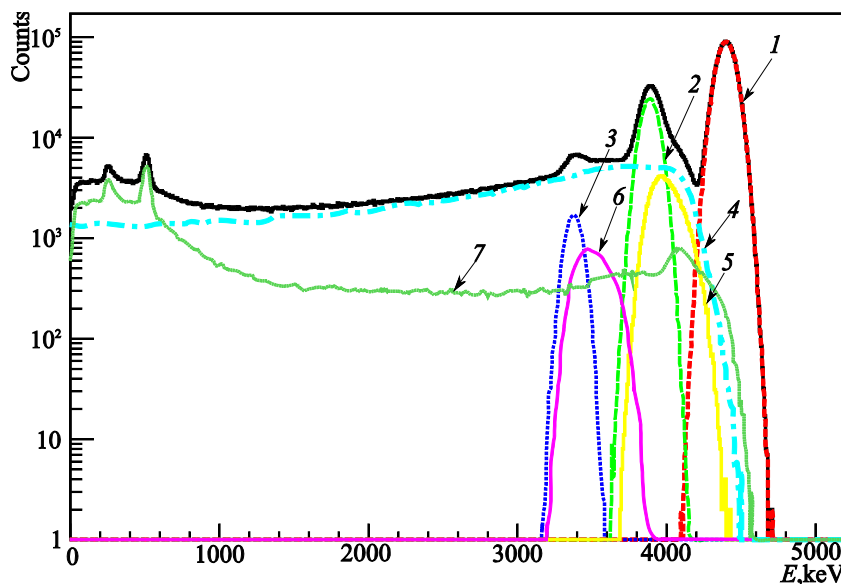


Рис. 5. Функция отклика сцинтиллятора. 1-фотопик, 2,3-пики одиночного и двойного вылета, 4-комптоновский континуум, 5,6-комптоновские добавки к пикам одиночного и двойного вылета, 7-подложка, формируемая рассеянными в оболочке детектора γ -квантами.

Процедура обработки данных с HPGe детектора имеет несколько существенных отличий: во-первых, временное разрешение HPGe существенно хуже, чем у сцинтилляторов, а, во-вторых, оно зависит от энергии

регистрируемого события[6]. В связи с этим из `dec` файлов набираются двумерные энергетическо-временные спектры. Для определения временных окон двумерные спектры разбивались на сегменты шириной 100-300 кэВ по энергии, каждый из которых проецировался на ось времени и аппроксимировался для определения центроида пика совпадений (T_0) и его дисперсии (σ). На основе полученных зависимостей T_0 и σ от энергии на энергетическо-временные спектры совпадений и антисовпадений (Рис. 6).

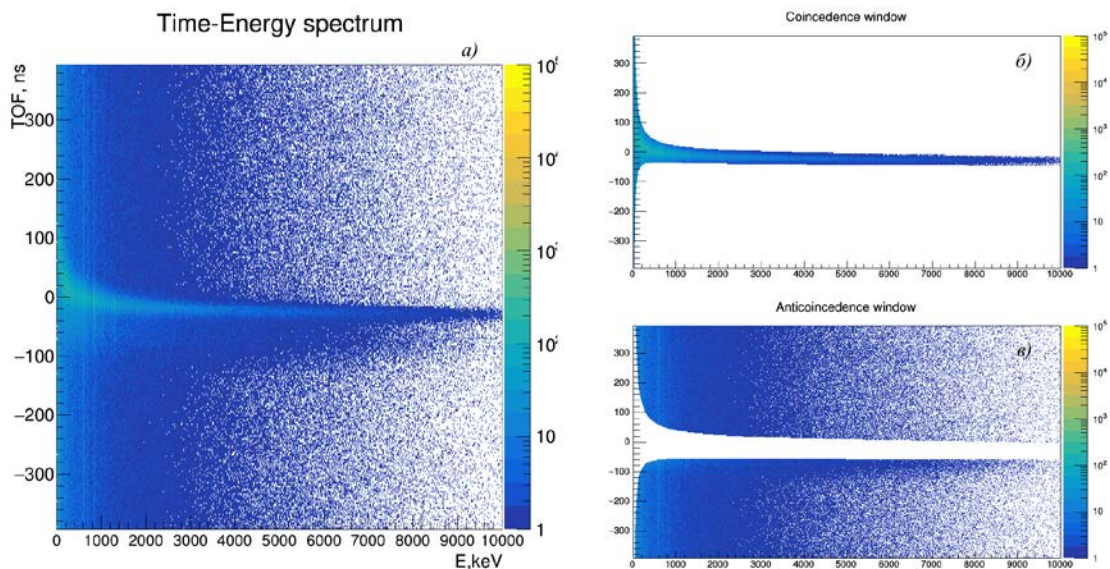


Рис. 6. Полный энергетическо-временной спектр (а), совпадений (б), антисовпадений (в).

Спектр совпадений соответствует событиям, произошедшим в образце и расположенных неподалеку элементах установки, спектр антисовпадений-нейтрон-ядерным реакциям, произошедшим в окружающей среде и случайным событиям, он может быть вычтен из спектра совпадений после перенормировки, при этом количество фоновых событий существенно снижается.

В силу хорошего энергетического разрешения HPGe детектора, сложная процедура аппроксимации фотопиков не требуется, в нашем варианте обработки для этого используется функция, состоящая из суммы гауссианов и некоторой гладкой подложки.

Процедура обработки данных, получаемых в экспериментах по изучению угловых распределений и выходов неупруго рассеянных нейтронов, в настоящее время не разработана до конца. Для проведения данных работ и проверки возможностей оборудования был поставлен эксперимент по регистрации рассеянных на ^{12}C нейтронов. Энергии рассеянных нейтронов определялись по времени пролета, для исключения влияния задержек сигнала в кабеле и АЦП, время пролета отсчитывалось от гамма-пика, хорошо видимого на временном спектре. Для построения угловых распределений рассеянных нейтронов использовались площади пиков на временном спектре, полученные из их аппроксимаций функциями Гаусса. Пример

временного спектра, полученного в этом эксперименте с детектора, расположенного на расстоянии 2м от образца под углом 60° к нейтронному пучку представлен на Рис. 8.

На Рис. 7 представлены ситуации, когда такое вычитание приводит и не приводит к уничтожению фонового пика.

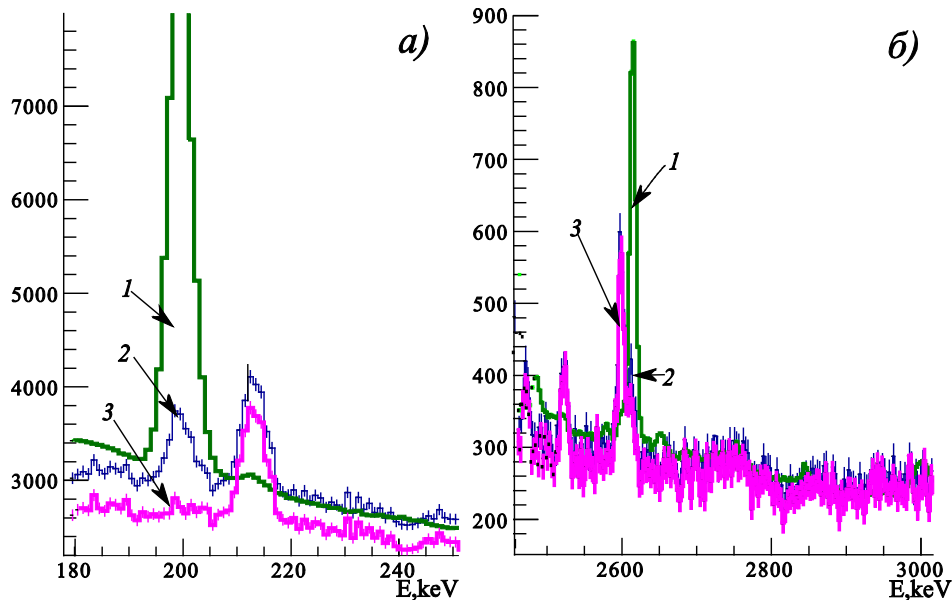


Рис. 7. Результаты процедуры выбора временных окон и вычитания антисовпадений. а)-фоновый пик из антисовпадений 1 присутствует на спектре во временном окне 2, но пропадает в результате вычитания антисовпадений на чистом спектре 3. б) фоновый пик 1 сохраняется и на чистом спектре 3, так как вызван рассеянием нейтронов в свинцовом коллиматоре около образца.

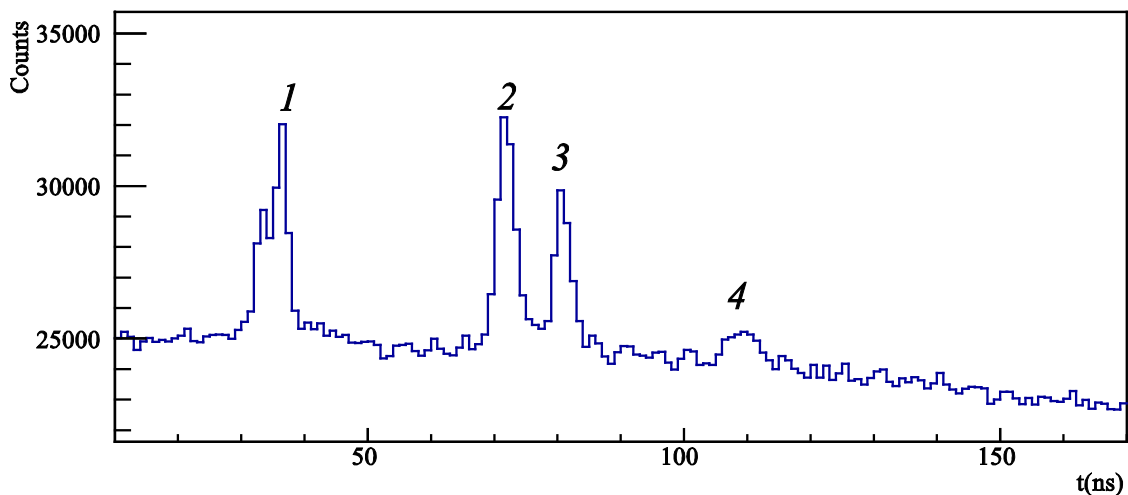


Рис. 8. Временной спектр событий, в эксперименте по рассеянию нейтронов на ^{12}C . Пики соответствуют: 1- γ -квантам, 2-упруго рассеянными нейтронами, 3-неупруго рассеянными на уровне 4439,8 кэВ, 4-неупруго рассеянными на уровнях 9641 и 10300 кэВ.

Заключение

Использование промышленного нейтронного генератора в качестве нейтронного источника позволяет создавать компактные экспериментальные установки. Применение метода меченых нейтронов позволяет отсеивать значительную часть фоновых событий, вызванных реакциями в окружающей среде и элементах конструкции.

1. Описание ИНГ-27, <http://test.vniia.ru/ng/element.html>
2. N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, V. M. Bystritskiy et al., EPJ Web of Conferences, 177, P. 02002, 2018.
3. N. A. Fedorov, T. Yu Tretyakova, V. M. Bystritskiy et al., Physics of Atomic Nuclei, 82, P. 343, 2019
4. D. N. Grozdanov, N. A. Fedorov, Yu N. Kopatch et al., Physics of Atomic Nuclei, 83, P. 384, 2020.
5. D. N. Grozdanov, N. A. Fedorov, Yu. N. Kopatch et al., Indian Journal of Pure and Applied Physics, 58, P. 427, 2020
6. F.C.L. Crespi, V. Vandonea, S.Brambilla et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 620, P. 299, 2010

Кинематические характеристики лептонов в распадах векторных бозонов

С.С. Рогатнев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики

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

E-mail: steperrr@rambler.ru

В данной работе, на основании открытых данных портала ATLAS Open data, анализируются события с рождением W и Z бозонов. Для анализа используются два набора открытых данных. Первый был получен в протон-протонных столкновениях LHC в 2016 году при энергии в системе центра масс 13 ТэВ и соответствует интегральной светимости $10,06 \pm 0,37$ фб⁻¹. Для анализа этого набора данных использовалось программное обеспечение ROOT и ряд написанных специально для обработки экспериментальных данных скриптов на языке C++. Второй набор данных был получен для протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс 8 ТэВ в 2012 году и соответствует интегральной светимости 1 фб⁻¹. Для его анализа также использовался программный пакет ROOT, скрипты для анализа были написаны на языке Python. Набор открытых данных ATLAS содержит не только экспериментальные данные pp-столкновений, зарегистрированные детектором ATLAS. Данные дополнены модельными событиями, соответствующими процессам стандартной модели и полученными методом Монте Карло. Эти модельные данные представлены в том же формате, что и экспериментальные, и используются для получения ожидаемых распределений исследуемых реакций и фоновых событий.

Оба набора данных прошли первичный отбор, который включал следующие критерии: в зарегистрированных событиях присутствовал по крайней мере один лептон, величина поперечного импульса которого удовлетворяла условию $p_T > 25$ ГэВ, кроме того, события должны не иметь фоновых струй, не связанных с первичной вершиной. Первичная вершина должна содержать 2 или более трека. Данные Монте Карло прошли аналогичный предварительный отбор.

События с образованием Z бозона.

Из распределения инвариантной массы двух лептонов были получены значения массы Z бозона при различных энергиях центра масс. События отбирались таким образом, чтобы инвариантная масса была близка к предсказанному значению массы Z бозона $m_Z = 91,1876$ ГэВ: $|m_{ll} - m_Z| < 20$

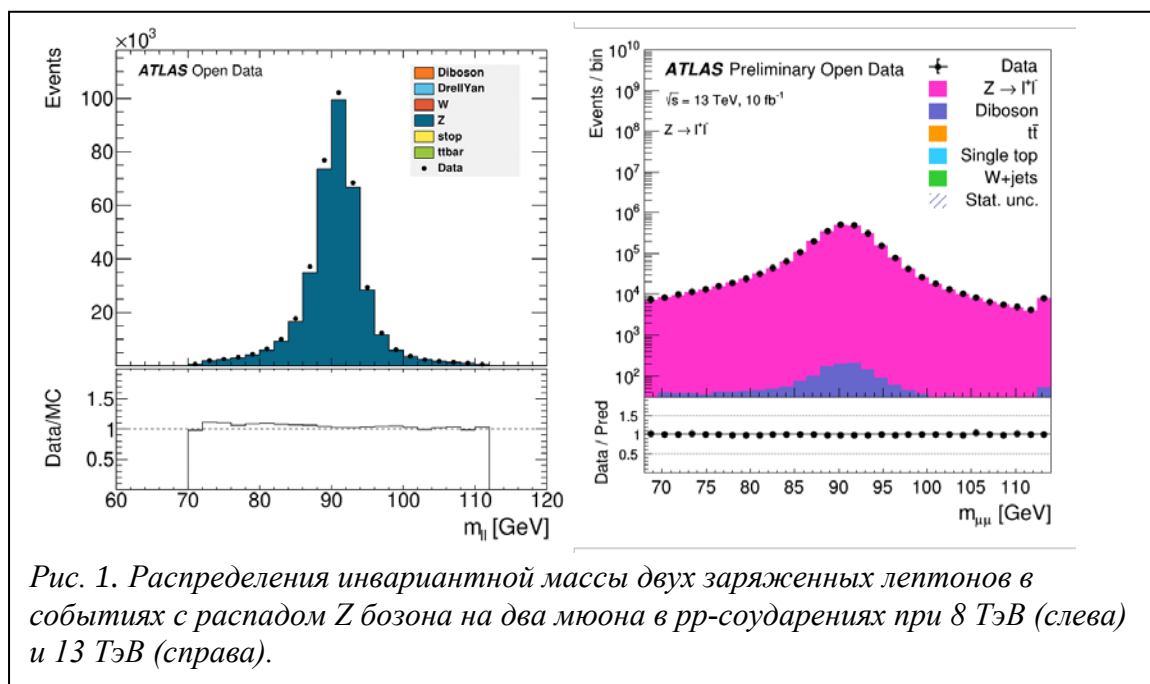
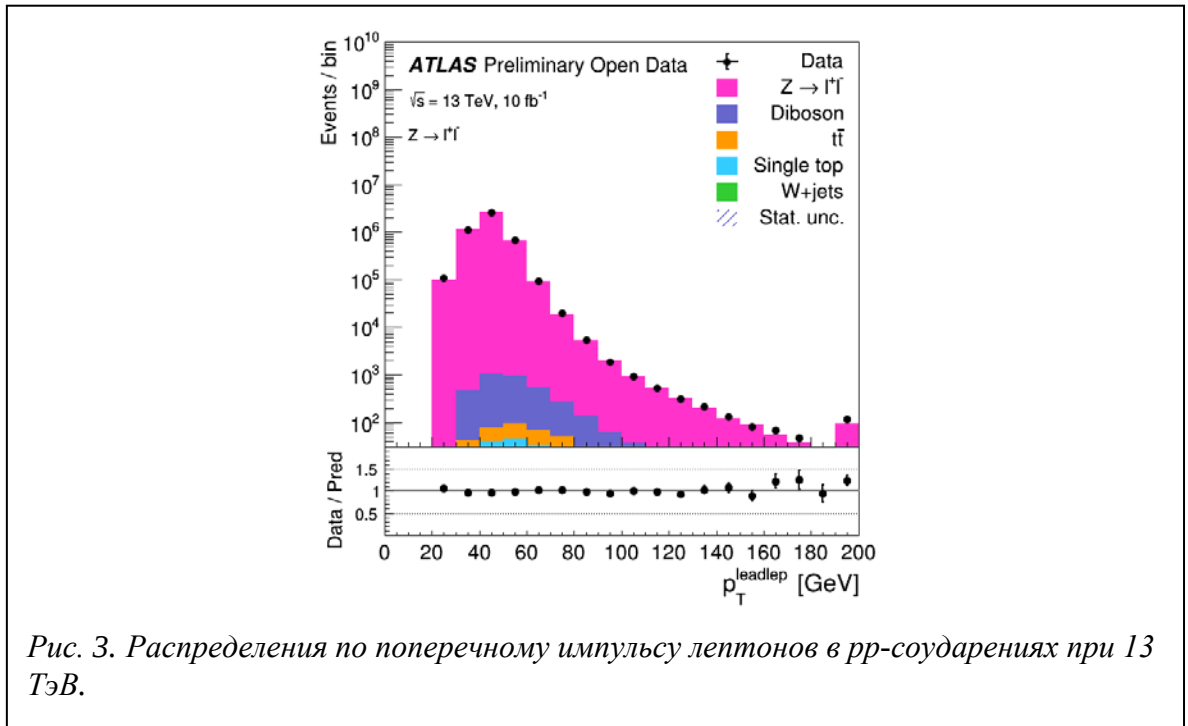
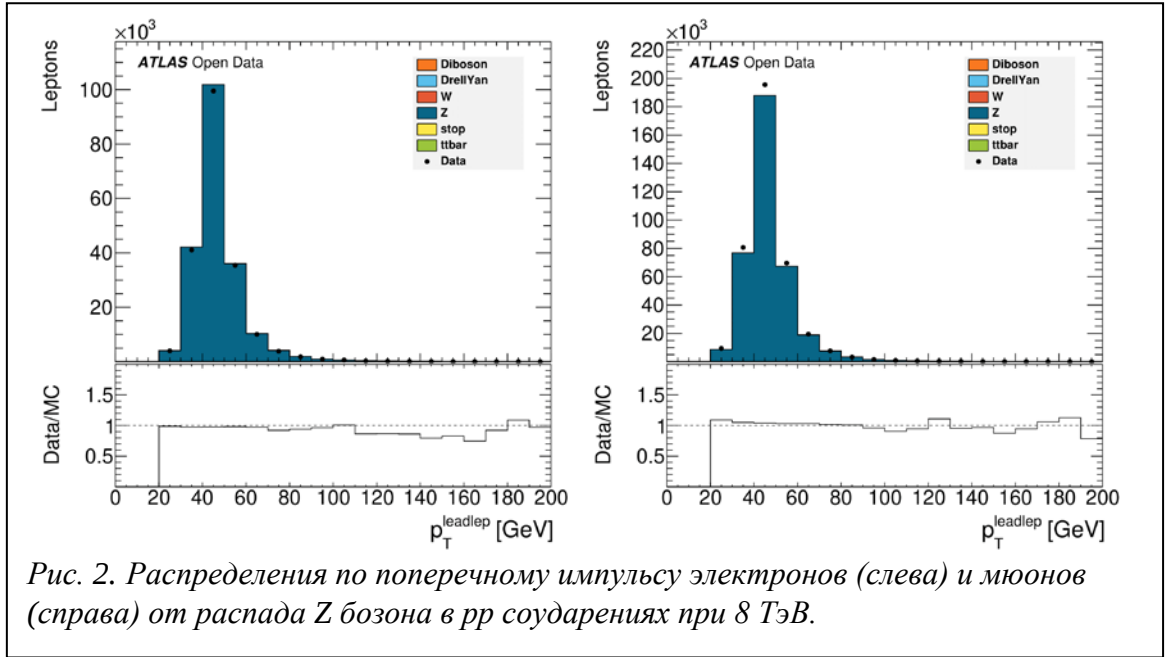


Рис. 1. Распределения инвариантной массы двух заряженных лептонов в событиях с распадом Z бозона на два мюона в pp -соударениях при 8 ТэВ (слева) и 13 ТэВ (справа).

ГэВ. В процессе было зарегистрировано по крайней мере два лептона одного аромата, но противоположных знаков с $p_T^l > 25$ ГэВ/с. Ниже представлены соответствующие распределения.

Полученные значения находятся в хорошем соответствии табличными данными о массе Z бозона ($m_Z = 91,1876$ ГэВ). Фоновые события имеют малый вклад.

На графиках ниже представлены распределения по поперечному импульсу мюонов и электронов от распада Z бозона при различных энергиях pp соударений в системе центра масс. Из графиков для 8 ТэВ видно наличие максимума в распределении поперечных импульсов в области от 40 до 50 ГэВ, что соответствует половине массы Z бозона. При энергии 13 ТэВ максимум присутствует при тех же значениях поперечного импульса, он менее выражен вследствие использования логарифмической шкалы ординат. Сравнение с данными МС позволяет установить хорошее соответствие модельных и экспериментальных распределений.

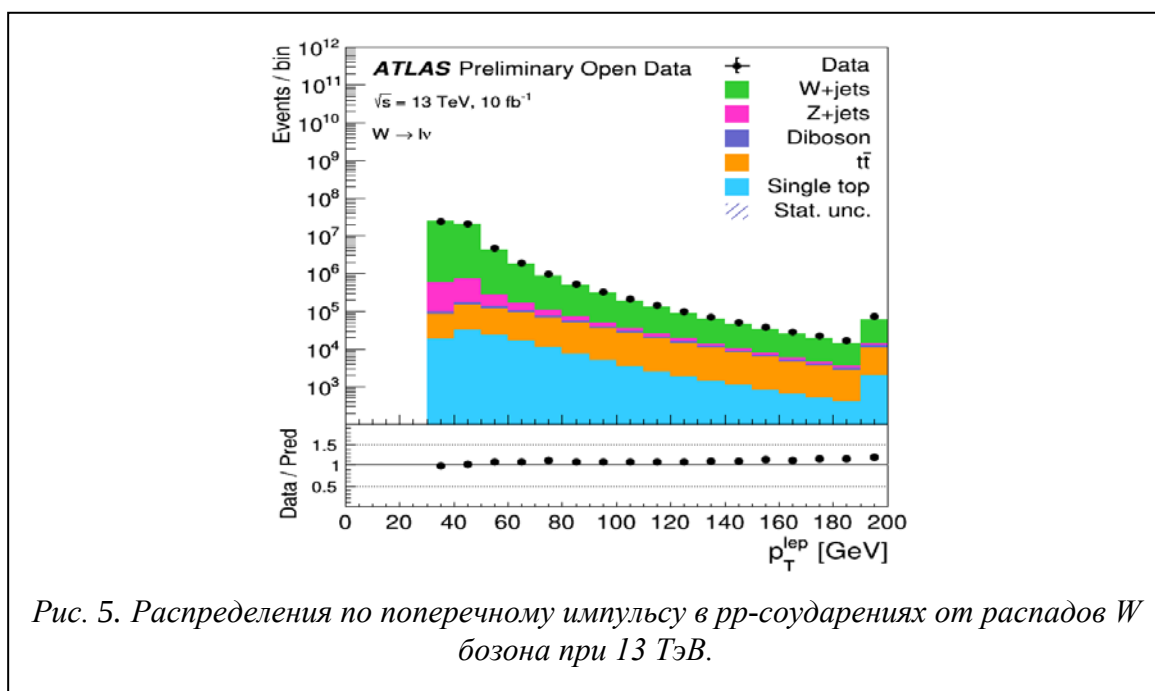


События с образованием W бозона.

Векторный бозон $W^\pm$ распадается на заряженный лептон и нейтрино. Нейтрино не регистрируется детектором и его характеристики определяются по величине недостающей поперечной энергии E_T^{miss} в событии. Поскольку поперечная энергия налетающих частиц равна нулю, величину E_T^{miss} можно

определить как величину всей измеренной поперечной энергии в событии, взятой с противоположным вектором направления [1].

Для событий с распадом $W^\pm$ бозонов вводится дополнительное ограничение на величину недостающей поперечной энергии в первичном отборе: $E_T^{miss} > 30$ ГэВ. Кроме того, по крайней мере один из лептонов в событии имеет поперечный импульс $p_T^l > 25$ ГэВ/с. Для анализа использовались лептоны и адронные струи в интервале по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$. Ниже приведены распределения по поперечному импульсу заряженных лептонов от распадов W бозонов в pp -соударениях для разных наборов данных.

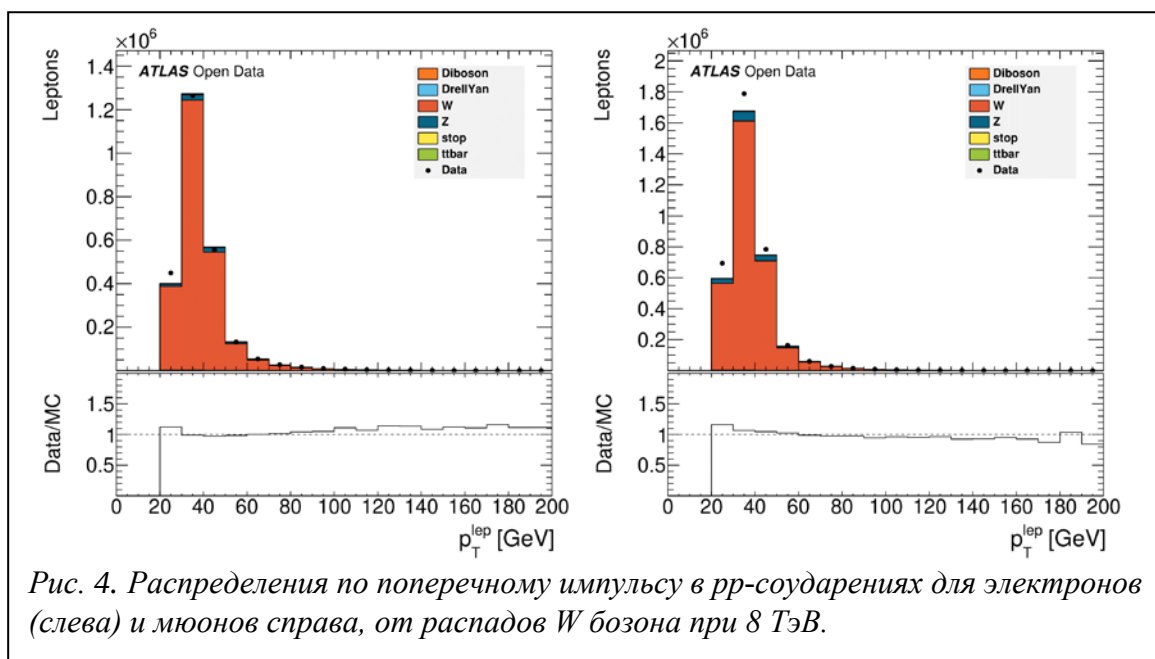


Кроме того, была изучена зарядовая асимметрия, проявляющаяся в превышении числа событий с W^+ над событиями с W^- . Эта особенность возникает из-за положительного заряда протона, обусловленного u кварками в его составе [2], и проявляется как в событиях, зарегистрированных при энергии центра масс pp взаимодействий 8 ТэВ:

$$\frac{N_{W^+}}{N_{W^-}} = 1,359 \pm 0,001$$

Так и в наборе данных 2016 года при 13 ТэВ:

$$\frac{N_{W^+}}{N_{W^-}} = 1,298 \pm 0,001$$



Для приведенных значений отношений указаны статистические погрешности. Видно, что превышение количества W^+ бозонов уменьшается с ростом энергии протонных соударений. Этот результат согласуется с опубликованными результатами эксперимента ATLAS [3,4].

Литература

1. Характеристики событий соударений протонов в открытых данных эксперимента ATLAS / И. О. Волков, И. С. Дьячков, Л. Н. Смирнова и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.. — 2019., № 2.
2. Рождение тяжелых векторных бозонов в pp соударениях в эксперименте ATLAS / А. А. Короткова // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.. — 2020., № 2.
3. ATLAS C. et al. Measurement of $W^\pm$ and Z -boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector // Physics letters. B. – 2016. – Т. 759. – С. 601-621.
4. ATLAS Collaboration // Eur. Phys. J. C. 2018. 77. P. 367.

Состояние дел с разработкой датчика энергии на основе эффекта Вавилова—Черенкова

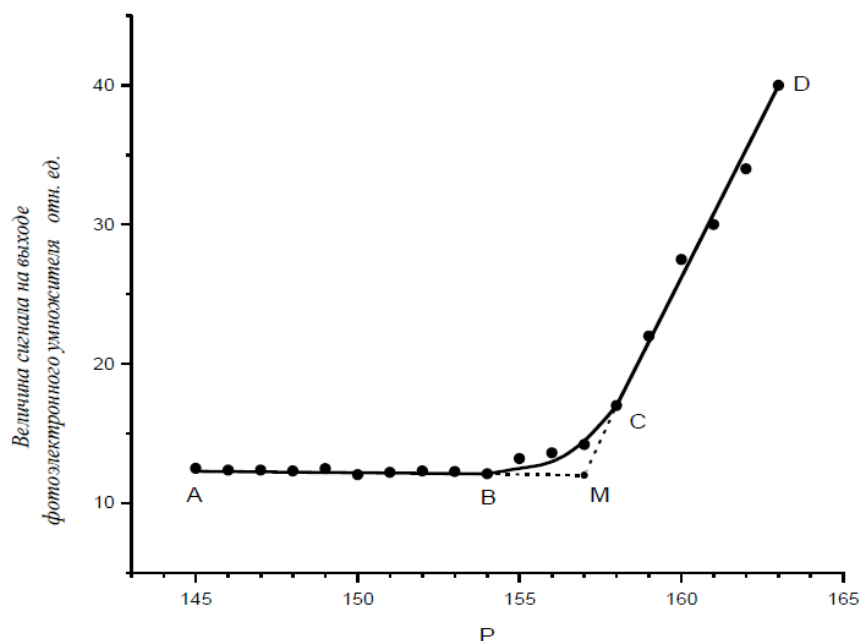
Д.А. Бобылев

Кафедра общей ядерной физики, физический факультет МГУ;

E-mail: agava2309@yandex.ru

Для успешного использования любого ускорителя необходимо знать энергетические параметры производимого им пучка частиц. В настоящее время существует множество методов измерения этих характеристик, различающихся областью применения, точностью и сложностью исполнения. Достаточно часто возникает ситуация, когда необходимо достаточно быстро измерить энергетические параметры электронного пучка, причём высокая точность измерений не требуется. Зачастую при этом ускоритель находится на удалении от научных центров (или даже от населённых пунктов), что очень сильно затрудняет и замедляет измерение энергии многими из используемых способов, поскольку среди персонала, обслуживающего ускоритель, может не быть людей, обладающих достаточной квалификацией для проведения подобных измерений. В таких случаях необходимо автономное, мобильное, относительно дешёвое и простое в использовании измеряющее устройство.

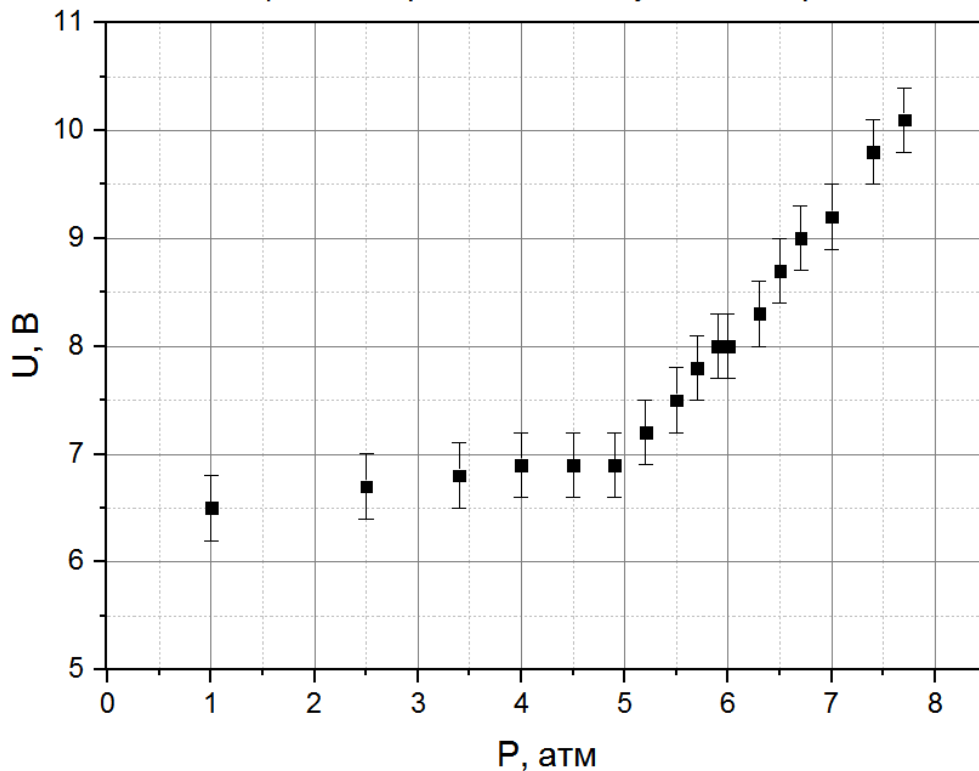
В данном докладе будет рассмотрено конкретное устройство, принцип действия которого основан на использовании излучения Вавилова—Черенкова (ИВЧ), возникающего при прохождении пучка электронов через газ. Основная идея данного устройства состоит в измерении зависимости интенсивности излучения при различных показателях преломления n газа в системе[1]. Изменение показателя преломления газа достигается путём изменения давления газа p в камере, причём зависимость $n(p)$ с хорошей степенью точности можно считать линейной. Ожидаемая зависимость интенсивности ИВЧ от давления газа представлена ниже:



Зависимость состоит из 2 участков прямых АВ и СВ, соединенных изгибом ВС. Горизонтальная прямая АВ соответствует малому давлению газа и, соответственно, высокой пороговой энергии. ИВЧ на данном участке отсутствует, поскольку энергия электронов пучка меньше пороговой. На участке наклонной прямой CD наблюдается рост интенсивности ИВЧ – здесь давление газа выше и пороговая энергия излучения меньше энергии частиц пучка. Изгиб ВС соответствует случаю, когда пороговая энергия близка к средней энергии электронов пучка и излучают только те частицы, энергия которых выше пороговой. Продолжая наклонную прямую АВ до пересечения с горизонтальной CD (пунктирные линии), можно найти давление в этой точке. По этому давлению рассчитывается показатель преломления, а так же пороговая энергия ИВЧ, которая приблизительно равна средней энергии пучка. Важно, что интенсивность других видов излучения, возникающих в подобной системе (например, переходного излучения) слабо зависит от давления и не влияет на результаты эксперимента[1].

В ходе данной работы было создано работающее устройство, измеряющее интенсивность ИВЧ в зависимости от давления газа в экспериментальной камере. По полученной зависимости проводилась оценка средней энергии электронов в пучке. Испытания созданного устройства проводились на 10-МэВном ускорителе НИИЯФ МГУ. В ходе испытаний были получены достаточно хорошие результаты:

Зависимость $U(P)$ при толстом слое свинцовой защиты и параллельном пучке электронов



Видно, что при давлении в камере порядка 5 атм., наблюдается резкая смена характера роста интенсивности ИВЧ от давления. Если при давлении, меньшем 5 атм., интенсивность практически не отличается при разных давлениях, то после 5 атм., наблюдается быстрый линейный рост интенсивности в зависимости от давления. Более строгая математическая обработка полученной зависимости дала значение порогового давления $P_{\text{порога}} = (4,98 \pm 0,21)$ атм. Соответствующая энергия электронов равна $E \approx 9.47$ МэВ, что весьма близко к заявленному значению энергии.

Одной из важнейших задач, которую необходимо решить в ходе данной работы, является автоматизация процесса измерений. Об успехах в этом деле также будет рассказано в докладе.

1. *В.В.Полиектов* Измерение энергетического спектра пучка электронов с помощью излучения Вавилова-Черенкова. // Диссертация, 2007.
2. *Б.М.Болотовский* Теория эффекта Вавилова-Черенкова. // УФН, 62, 1957.
3. И.Е.Тамм, И.М.Франк Когерентное излучение быстрого электрона в среде.
4. M.R.Bhidey, R.E.Jennings, P.I.P.Kalmus Measuring of electron beam energy using a gas Cherenkov detector. Proc. Phys. Soc. London. 1958. Vol. 72, pt. 6, N 468, P. 973-980.
5. K.A.Trukhanov, A.I.Larkin, V.I.Shvedunov, Measuring the Distribution of Particles According to Their Velocity in Accelerator Beams on the Basis of Cherenkov Radiation in the Optical and Microwave Range, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2010, v. 74, № 11, pp. 1600-1603
6. K.A.Trukhanov, V.I.Shvedunov, Measurements of accelerator beam spectrum through dependence of Cherenkov radiation intensity on phase velocity of electromagnetic waves in optical and microwave ranges, Radiation Physics and Chemistry, 2006, v. 75, № 8, pp. 899-902

ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СПЛАВОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ.

Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, В.В. Ионин, А.В. Киселев,
А.А. Бурцев, А.А. Лотин

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ
«Кристаллография и фотоника» РАН,
Лаборатория нанофотоники и наноплазмоники, Шатура, Россия
e-mail: nikolai.eliseev@phystech.edu*

За последние несколько десятилетий халькогенидные фазоизменяемые материалы привлекают всё большее внимание в области создания энергонезависимой памяти следующего поколения и оптической записи информации высокой плотности. Как правило, халькогенидный материал имеет два или более отдельных фазовых состояния, в которых заметно изменяются физические свойства (такие как теплоемкость и теплопроводность, коэффициенты отражения и пропускания, стабильность, долговечность и т. д.). Изменение состояния обусловлено тепловым воздействием, обычно посредством электрического или лазерного импульса.

Одним из наиболее распространенных фазоизменяемых материалов является теллурид германия. GeTe представляет собой соединение германия и теллура, способное с высокой скоростью обратимо переключаться между аморфным и кристаллическим состояниями в ответ на внешнее воздействие. GeTe является полупроводником и сегнетоэлектриком с простейшей структурой, содержащей всего два атома в примитивной ячейке. В низкотемпературной сегнетоэлектрической фазе GeTe обладает ромбоэдрической структурой с пространственной группой $R\bar{3}m$ (α -GeTe) [1]. α -GeTe образуется в температурном диапазоне 473-523 К (200-250°C) и стабилен до 673 К (400°C), при температуре выше GeTe переходит в кубическую фазу β -GeTe, в которой остается стабильным вплоть до 970 К (700°C). Эту структуру часто рассматривают как аналогичную каменной соли (NaCl) [2]. Из-за нелетучести и высокой стабильности всех фазовых состояний GeTe успешно применяется в перезаписываемых оптических носителях информации в течение многих лет.

В данном докладе рассматривается вычислительная термокинетическая модель нагрева и остывания образцов тонких пленок на стеклянной и кремниевой подложках [3]. Для реализации модели использовался пакет программ COMSOL Multiphysics 5.3, были задействованы модули Теплопередача в твердых телах и Распространение излучения в поглощающих средах. Модель включает в себя нагрев пленки под действием импульсного лазерного излучения при поглощении согласно закону Бугера-Ламберта-Бера и охлаждении за счет передачи тепла в подложку и посредством радиационного охлаждения поверхности согласно закону Стефана-Больцмана. Теплофизические коэффициенты для расчета были взяты и вычислены на основе литературных данных [4-8].

Численные расчеты на основе данной модели показали, что необходимый и достаточный для фазового перехода в состояние α -GeTe температурный интервал 473–673 К реализуется, когда поверхность аморфной тонкой пленки GeTe, полученной на стеклянной подложке облучается импульсным лазерным излучением в диапазоне плотности энергии от 18,6 мДж / см² до 32 мДж / см². При плотности выше 32 мДж / см² температура тонкой пленки GeTe превышает критическую точку 673 К, при которой образуется фаза β -GeTe. Формирование стабильной фазы β -GeTe происходит в интервале температур до точки плавления 998 К. Для перевода тонкой пленки GeTe в аморфное состояние необходимо ее расплавить ($T = 998$ К) и охладить с очень высокой скоростью (10^9 – 10^{11} К / с [9]), что достигалось при плотности энергии 70 мДж / см² и выше. Для кремниевой подложки значение требуемой плотности энергии выше на 25-30%, так как теплопроводность кремния выше теплопроводности стекла на два порядка.

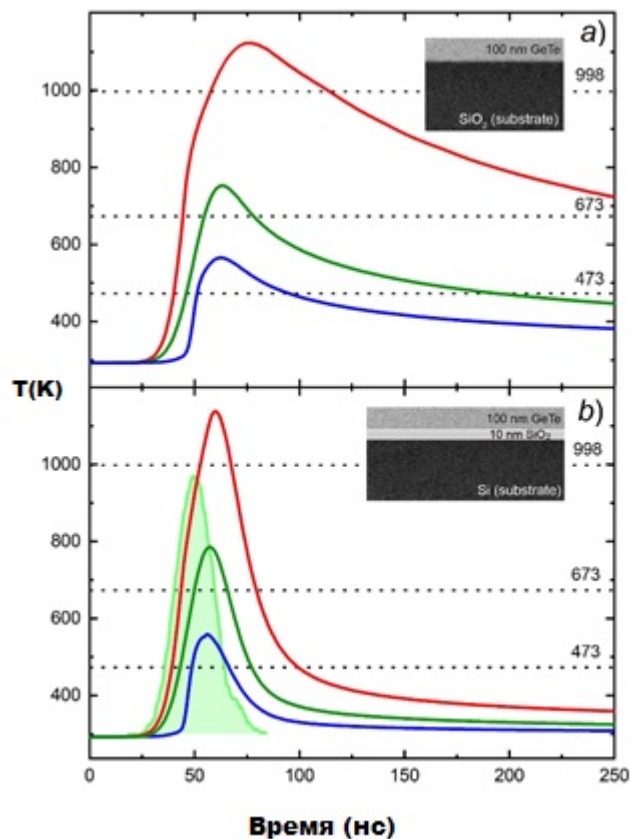


Рис.1. Температурные кривые нагрева и остывания тонких пленок GeTe на стеклянной и кремниевой подложках: синие кривые соответствуют переходу из аморфной в метастабильную ромбоэдрическую фазу, зелёные – из метастабильной в высокотемпературную кубическую, красные – аморфизации из кубической фазы.

Все расчетные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными [3,10].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-29-12024/19 и Министерства науки и высшего образования РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

1. A.V. Kolobov, J. Tominaga. Chalcogenides: Metastability and Phase Change Phenomena. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
2. A. Schlieper, Y. Feutelais, S.G. Fries, B. Legendre, R. Blachnik. Thermodynamic Evaluation of the Germanium - Tellurium System. // *Calphad*. 1999, Vol. 23, No. 1, pp. 1-18.
3. N.N. Eliseev, A.V. Kiselev, V.V. Ionin, V.A. Mikhalevsky, A.A. Burtsev, M.A. Pankov, D.N. Karimov, A.A. Lotin. Wide range optical and electrical contrast modulation by laser-induced phase transitions in GeTe thin films. // *Results in Physics*. 2020, Vol.19, 103466.
4. A. Podpirka, W.-K. Lee, J.I. Ziegler, T.H. Brintlinger, J.R. Felts, B.S. Simpkins, et al. Nanopatterning of GeTe phase change films via heated-probe lithography. // *Nanoscale*. 2017, Vol. 9, pp. 8815-8824.
5. A.S. Okhotin, A.N. Krestovnikov, V.V. Gorbachev, A.A. Aivazov, A.S. Pushkarskii. Thermal Conductivity Study of Ge-Te and Sn-Te Alloys in the Homogeneous Region. // *Phys Stat Sol*. 1969, Vol. 36, pp. 439-442.
6. E.M. Levin, M.F. Besser, R. Hanus Electronic and thermal transport in GeTe: A versatile base for thermoelectric materials. // *J Appl Phys*. 2013, Vol. 114, 083713.
7. A. El-Denglawey, M.M. Makhlouf, M. Dongol. The effect of thickness on the structural and optical properties of nano Ge-Te-Cu films. // *Results in Physics*. 2018, Vol. 10, pp. 714-720.
8. В.П. Вейко. Лазерная обработка пленочных элементов. Л.: Машиностроение, Ленинградское отд., 1986.
9. S. Raoux, M. Wutting (Eds.) Phase change materials. Science and applications. Springer Science+Business Media, 2009.
10. V.V. Ionin, A.V. Kiselev, N.N. Eliseev, V.A. Mikhalevsky, M.A. Pankov, A.A. Lotin. Multilevel reversible laser-induced phase transitions in GeTe thin films. // *Appl. Phys. Lett*. 2020, Vol. 117, 011901.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И АМОРФИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТЕЛЛУРИДА ГЕРМАНИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

В.В. Ионин, Н.Н. Елисеев, А.В. Киселев, А.А. Бурцев,
В.А. Михалевский, А.А. Лотин

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ
«Кристаллография и фотоника» РАН,
Лаборатория нанофотоники и наноплазмоники, Шатура, Россия
e-mail: ioninvv@gmail.com*

Стремительное развитие крупных центров обработки информации, рынка хранения данных и всемирных компьютерных сетей формирует высокий спрос на принципиально новые подходы реализации и использования устройств передачи и хранения данных, а также предъявляет повышенные требования к скоростям обработки информации и к способам ее размещения. Полностью оптические устройства памяти следующего поколения и системы на их основе могут быть реализованы с помощью халькогенидных материалов и их сплавов.

Теллурид германия (GeTe) и его сплавы являются одними из широко исследуемых фазоизменяемых материалов, благодаря обратимым фазовым переходам, которые происходят при низкоэнергетическом воздействии за короткое время (наносекунды) и сопровождаются существенным изменением физических свойств [1]. Несмотря на широкое применение, оптимальные условия для протекания фазовых переходов под действием импульсного лазерного излучения надежно не установлены. В литературных данных существуют разногласия в отношении оптимальных значений параметров воздействующего лазерного излучения (длительность и энергия импульса, пространственное и временное распределение), посредством которых может быть инициирован и контролируем фазовый переход, не ясен механизм протекания фазовых переходов – кристаллизации и аморфизации [2].

В работе представлены результаты исследования фазовых переходов в тонких пленках GeTe (~100нм) под действием лазерного излучения. Воздействующие лазерные импульсы характеризуются наносекундной длительностью и распределением интенсивности в зоне воздействия близким к прямоугольному («top hat») [3]. Показано, что приповерхностная кристаллизация аморфной тонкой пленки GeTe, полученной на стеклянной подложке, начинается при пороговой плотности энергии лазерного излучения $E=7.5$ мДж/см². В диапазоне плотности энергии лазерного излучения $E=18.6-32$ мДж/см² пленка кристаллизуется в ромбоэдрической α -GeTe фазе (пространственная группа $R3m$). В диапазоне плотностей энергии $E=32-47.6$ мДж/см² пленка кристаллизуется в высокотемпературной кубической фазе β -GeTe (пространственная группа $Fm-3m$) [4]. Обратный переход из кристаллического в аморфное состояние начинается при плотности энергии в

62 мДж/см², при которой температура пленки достигает температуры плавления и наблюдается до плотности энергии в 93 мДж/см² без абляционных повреждений образцов.

Из экспериментальных результатов следует, что необходимые значения плотности энергии для α -/ β -фазовых переходов и аморфизации пленок, полученных на естественно окисленных кремниевых подложках, больше значений, необходимых для тех же переходов в пленках на подложках из стекла примерно на 20-30% из-за значительно более высокой теплопроводности кремниевой подложки. С другой стороны, более эффективный теплоотвод в подложку обеспечивает стабильное высокое значение скорости охлаждения пленки, что особенно необходимо при аморфизации [5].

Методом рентгеновской дифракции показана кристаллическая структура пленок после воздействия лазерного излучения. Морфология поверхности и элементный состав исследованы с помощью электронной микроскопии. Показано, что прямоугольный профиль интенсивности позволяет достичь равномерного прогрева по всей области воздействия по сравнению с распределением интенсивности согласно Гауссу [6].

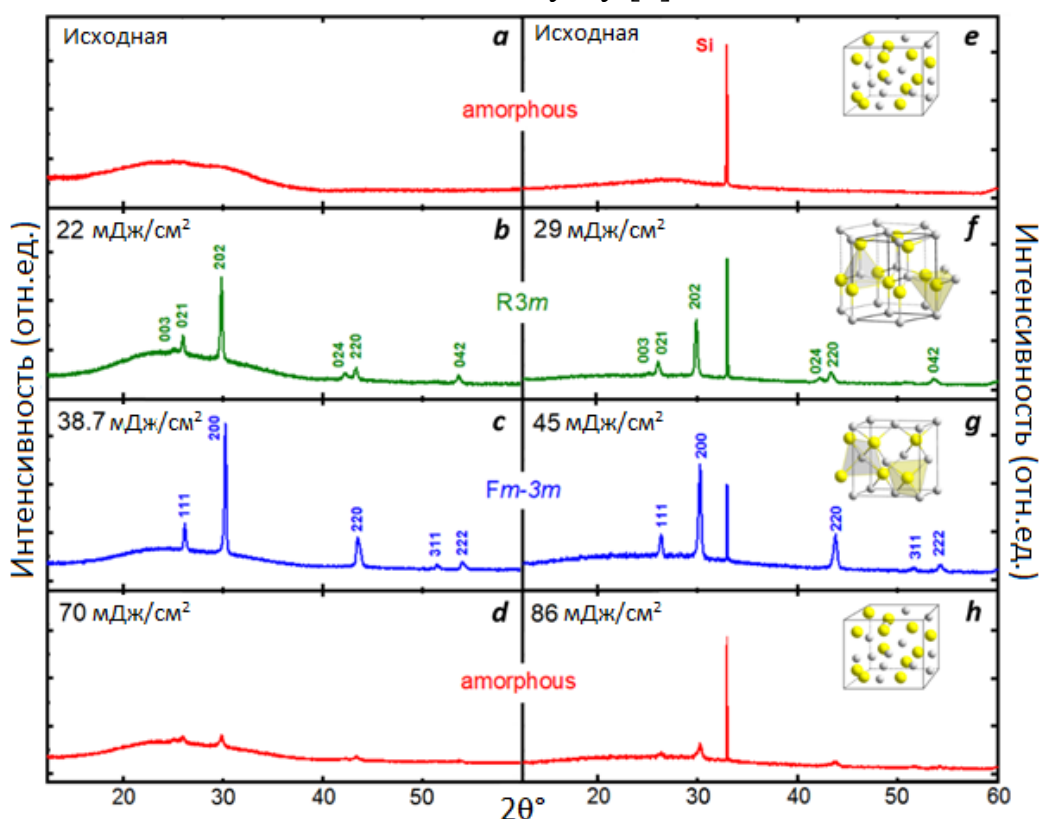


Рис.1. Дифрактограммы тонких пленок GeTe (~100нм) на стеклянной (a-d) и кремниевой (e-f) подложках: а, е – исходные аморфные пленки, осажденные при 25°C; b, f – α -фаза GeTe, закристаллизованная лазерным излучением ($E = 22$ мДж/см² и $E = 29$ мДж/см², соответственно); c, g – β -фаза GeTe, закристаллизованная лазерным излучением ($E = 38,7$ мДж/см² и $E = 45$ мДж/см²); d, h – аморфизированные лазерным излучением ($E = 70$ мДж/см² и $E = 86$ мДж/см²).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-29-12024/19 и Министерства науки и высшего образования РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

11. A.V. Kolobov, J. Tominaga. Chalcogenides: Metastability and Phase Change Phenomena. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
12. M.Sc. Xinxing Sun. Phase Transformations and Switching of Chalcogenide Phase-change Material Films Prepared by Pulsed Laser Deposition. PhD dissertation, 2017.
13. N.N. Eliseev, A.V. Kiselev, V.V. Ionin, V.A. Mikhalevsky, A.A. Burtsev, M.A. Pankov, D.N. Karimov, A.A. Lotin. Wide range optical and electrical contrast modulation by laser-induced phase transitions in GeTe thin films. // Results in Physics. 2020, Vol.19, 103466.
14. A. Schlieper, Y. Feutelais, S.G. Fries, B. Legendre, R. Blachnik. Thermodynamic Evaluation of the Germanium - Tellurium System. // Calphad. 1999, Vol. 23, No. 1, pp. 1-18.
15. S. Raoux, M. Wutting (Eds.) Phase change materials. Science and applications. Springer Science+Business Media, 2009.
16. W. Gawelda, J. Siegel, C. N. Afonso, V. Plausinaitiene, A. Abrutis, C. Wiemer, J. Dynamics of laser-induced phase switching in GeTe films. // Appl. Phys. 2011, Vol. 109, 123102.

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ, СВЯЗАННОГО С ОБРАТИМЫМИ ЛАЗЕРНО- ИНДУЦИРОВАННЫМИ ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТЕЛЛУРИДА ГЕРМАНИЯ

А.В. Киселев, В.В. Ионин, В.А. Михалевский, Н.Н. Елисеев, А.А. Лотин
*ИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
Лаборатория нанофотоники и наноплазмоники, Шатура, Россия
e-mail: kiselev.ilit.ras@gmail.com*

Фазоизменяемые теллуриды IV группы являются уникальными материалами, поскольку их физические свойства существенно отличаются для двух стабильных фазовых состояний – кристаллического и аморфного. Наиболее распространенным материалом этой группы является теллурид германия (GeTe) [1]. Для прикладных применений этого материала важна не только контрастность физических свойств, но и высокая скорость, а также воспроизводимость фазового перехода. Bruns et al. [2] продемонстрировал скорость кристаллизации тонких (20 нм) пленок GeTe порядка единиц наносекунд при нагреве импульсами тока длительностью менее 16 нс. В работе Anbarasu et al. [3] при точечном (порядка 60 мкм) нагреве образцов тонких пленок GeTe₆ серией наносекундных импульсов тока наблюдалась их рекристаллизация с минимальным временем 5 нс. В работе Raoux et al. [4], были исследованы время кристаллизации тонких (30 нм) пленок GeTe в зависимости от концентрации Ge (29.5-72.4 ат.%). Время кристаллизации составило ~10 нс. Gawelda et al. [5] исследовали фазовое переключение в тонких (15-20 нм) пленках Ge₄₆Te₅₄, полученных методом MOCVD на подложках SiO₂ при облучении импульсами фемто- (120 фс) и наносекундного (8 нс) лазера. При наносекундном излучении время фазового перехода из кристаллического состояния в аморфное составляет ~15-40 нс. В работе [6] было показано, что полная кристаллизация тонких пленок GeTe, полученных методом ИЛО, достигается только при многократном (до 5) импульсном воздействии излучения эксимерного лазера ($\tau=20$ нс, $\lambda=248$ нм) при плотности энергии на пленке 26 мДж/см². Обратный переход (реаморфизация) происходит при однократном импульсном воздействии с плотностью энергии 112 мДж/см². Определенное оптическим методом время переключения между аморфным состоянием и кристаллическим, составило ≈ 300 нс, обратное переключение (реаморфизация) происходит за ≈ 3 нс.

Целью настоящей работы является исследование обратимых фазовых переходов (в том числе и определение их времен) в тонких пленках GeTe, индуцированных импульсным излучением второй гармоники YAG:Nd³⁺-лазера наносекундной длительности с цилиндрическим распределением интенсивности.

Образцы тонких пленок теллурида германия (GeTe) были получены методом вакуумного термического напыления на подложках Si(100), SiO₂.

Толщина образцов GeTe контролировалась в процессе роста с помощью кварцевого осциллятора и выдерживалась $d=100$ нм. Исследование структурных свойств тонких пленок GeTe проводилось методом

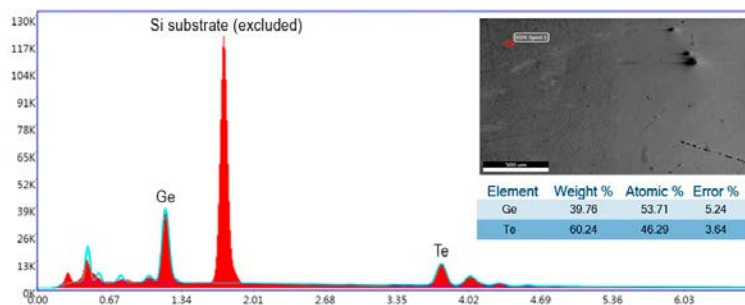


Рис. 1. Соответствие состава as-deposited пленки составу исходной мишени GeTe.

рентгеновской дифракции на дифрактометре Rigaku SmartLab ($\text{CuK}\alpha$).

Фазовый переход из аморфного в кристаллическое состояние (и обратно) пленок GeTe осуществлялось импульсным ($\tau=13$ нс) излучением второй гармоники YAG:Nd³⁺ лазера с распределением интенсивности близким к “top hat”. Динамические характеристики изменения сопротивления образцов, связанных с фазовыми переходами, измерялись в схеме деления напряжения с использованием опорного сопротивления и постоянного напряжения +5В источника питания Rigol DP832. Осциллограммы регистрировались с помощью осциллографа Rigol MSO5354 с полосой пропускания 350 МГц.

На XRD дифрактограмме исходного материала мишени (рис. 1а) пики могут быть проиндексированы как ромбоэдрическая (R3m) фаза a-GeTe (PDF #00-047-1079). XRD исследования показали (рис. 1б), что все пленки GeTe, полученные на различных подложках при температурах роста 25 °С являются аморфными. В результате воздействия лазерного излучения пленка кристаллизуется, например после однократного лазерного воздействия с плотностью энергии 47,6 мДж/см² на дифрактограммах (рис. 1в) наблюдаются узкие рефлексы, что свидетельствует о упорядоченности атомной структуры пленки. Все пики полностью соответствуют кубической (Fm-3m) фазе b-GeTe (PDF #03-065-0305). После воздействия лазерным импульсом с плотностью энергии 62.8 мДж/см², в результате воздействия лазерного импульса, дифракционные пики, соответствующие кубической фазе b-GeTe, значительно уменьшаются по интенсивности по сравнению с дифрактограммой кристаллической пленки и становятся шире в результате частичной аморфизации области лазерного воздействия (рис. 1г).

Были проведены исследования временных характеристик фазовых переходов в тонких пленках GeTe, индуцированных лазерным излучением. Полная «кристаллизация» пленки GeTe толщиной 100 нм происходит за 1 лазерный импульс при $E=47,6$ мДж/см². По наклону падения напряжения было установлено, что время изменения сопротивление, связанное с кристаллизацией облученной области, составляет $\tau_{AC} \approx 20,2$ нс. Известно, что скорость кристаллизации определяется скоростью зарождения и

последующего относительно быстрого роста кристаллитов. В работе [7] было показано, что время кристаллизации в аналогичных материалах 7–10 нс для размера области кристаллизации 60–80 нм, что очень близко к значениям, полученным в нашем исследовании.

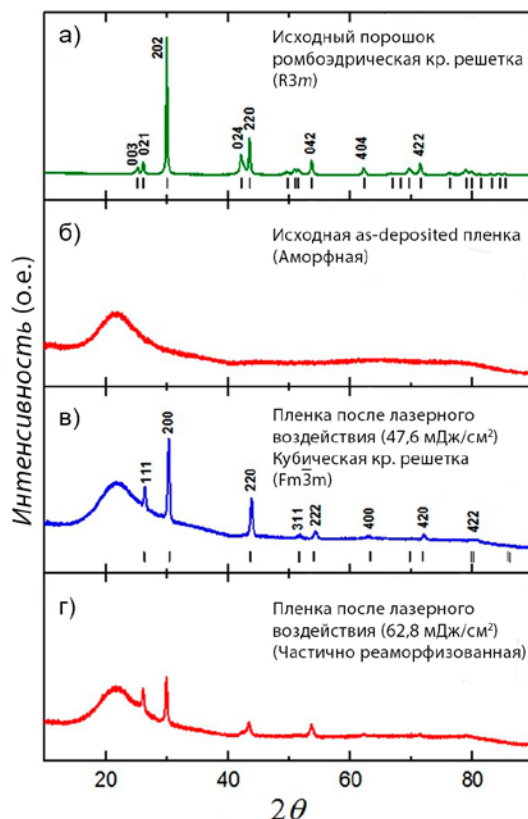


Рис. 1. Дифрактограммы исходного материала (а), аморфной пленки GeTe (б) и кристаллической пленки GeTe после лазерного воздействия с плотностью энергии 47,6 мДж/см² (в) и частично реаморфизированной пленки после воздействия лазерного импульса с плотностью энергии 68,2

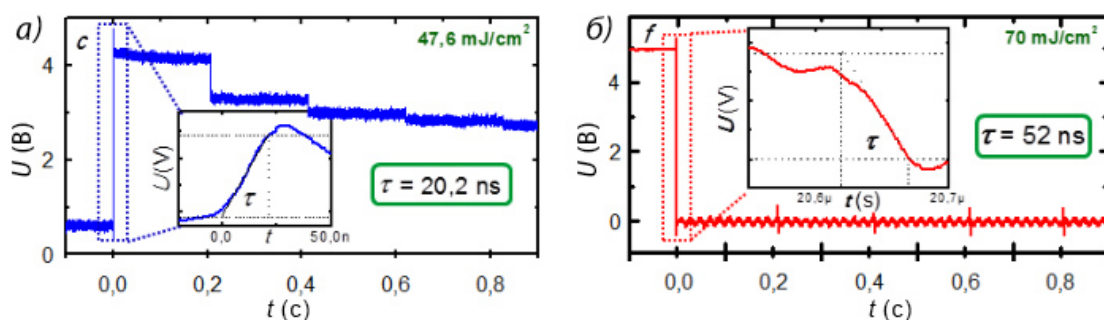


Рис. 2. Динамика лазерно-индуцированного изменения проводимости тонкой пленки GeTe.

Из рис.2а видно, что при значениях плотности энергии лазерного излучения на поверхности образца $E=47,6$ мДж/см² после второго и последующих импульсов наблюдается изменение проводимости тонкой пленки в сторону увеличения сопротивления, вызванного фазовым переходом от кристаллического к аморфному состоянию. При дальнейшем увеличении

плотности энергии лазерного излучения на образце количество импульсов уменьшается (рис. 2б) до одного при $E \approx 70$ мДж/см². По спадающему наклону падения напряжения было определено время изменения сопротивления, связанное с реаморфизацией облученной области $\tau_{CA} \approx 52$ нс.

Работы выполнены при поддержке гранта РФФИ №19-29-12024/19 и Министерства науки и высшего образования РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

1. K.M. Rabe and J.D. Joannopoulos, Ab initio determination of a structural phase transition temperature, Phys. Rev. Lett., 59(5), 570-573 (1987)
2. G. Bruns, P. Merkelbach, C. Schlockermann, M. Salinga, M. Wuttig, T. D. Happ, J. B. Philipp, and M. Kund, Nanosecond switching in GeTe phase change memory cells, Appl. Phys. Lett., 95, 043108 (2009)
3. M. Anbarasu, M. Wimmer, G. Bruns, M. Salinga and M. Wuttig, Nanosecond threshold switching of GeTe₆ cells and their potential as selector devices, Appl. Phys. Lett., 100, 143505 (2012)
4. S. Raoux H.-Y. Cheng, M. A. Caldwell, and H.-S. P. Wong, Crystallization times of Ge–Te phase change materials as a function of composition, Appl. Phys. Lett., 95, 071910 (2009)
5. W. Gawelda, J. Siegel, C.N. Afonso, V. Plausinaitiene, A. Abrutis et al. Dynamics of laser-induced phase switching in GeTe films, J. Appl. Phys. 109, 123102 (2011)
6. X. Sun, A. Lotnyk, M. Ehrhardt, J. W Gerlach, and B. Rauschenbach, Realization of multilevel states in phase-change thin films by fast laser pulse irradiation, Adv. Opt. Mater., 1700169 (2017)
7. L. van Pieterson, M. van Schijndel, J. C. N. Rijpers, and M. Kaiser, Appl. Phys. Lett. 83, 1373–1375 (2003).

МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЗАРЯДА СТРУЙ В РР-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БАК

И.А. Кочергин

МГУ им. М.В.Ломоносова

E-mail: Iliya_kochergin@mail.ru

Как известно, из-за сильного взаимодействия (обмена цветными глюонами) вылет одиночного кварка или глюона из адрона невозможен. В реальности такая частица в результате процесса фрагментации образует струю – коллимированный пучок адронов. В основе фрагментации кварков и глюонов в бесцветные адроны лежат процессы квантовой хромодинамики, которые не могут быть описаны теорией возмущений. Одной из актуальных задач является исследование струй, в том числе струй b -кварков, и, в частности, электрического заряда струй.

Выделение струи из всего множества частиц осуществляется, как правило, с помощью $\text{anti-}k_T$ метода [1]. Для определения заряда струи также нет унифицированной схемы. Самая простая состоит в том, чтобы скомпоновать заряд всех треков, связанных со струей. Для калибровки чувствительности к внешнему излучению добавляется взвешивание заряда по поперечному импульсу. В итоге заряд струи Q_J считается как

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

где Tracks – набор треков, связанных со струей J , q_i – заряд (в единицах заряда позитрона) трека i с соответствующим поперечным импульсом $p_{T,i}$, k – свободный параметр регуляризации, p_{T_J} – поперечный импульс струи.

Многие работы в эксперименте ATLAS используют струи для анализа. Часть из них связана с зарядом струй, однако большая их часть рассматривает струи от легких ароматов. Так, работа [2] посвящена измерению заряда струй, образованными легкими ароматами – up , $down$. В ней сравниваются заряды струй, выделенных методом $\text{anti-}k_T$, полученных в результате измерений на детекторе, и струй, полученных в результате моделирования рр-соударений на Монте-Карло генераторе PYTHIA. Однако чаще струи измеряются, или моделируются, ради дальнейшего анализа и измерения других, более фундаментальных процессов. Так, работа [3] посвящена исследованию фрагментации струй на основе анализа заряженных частиц в детекторе ATLAS.

Среди работ, использующих струи от тяжелых ароматов стоит обратить внимание на работу [4], которая посвящена измерению CP-нарушения в распаде $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, в ней получены распределения зарядов струй, компенсирующих образование B^+ и B^- мезонов (рис. 1)

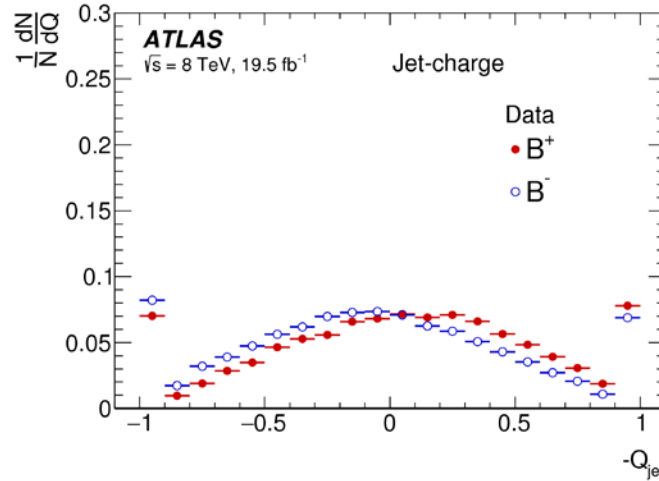


Рис. 1. Распределение заряда оппозитных струй для кандидатов в B^+ и B^- сигналы, $k = 1.1$.

Полезной является информация об электрическом заряде струй и его поведении при изменении разных факторов. Таким образом, появляется необходимость измерения и моделирования зарядов струй от тяжелых ароматов, в том числе от b -кварков.

Моделирование в настоящей работе выполнено с помощью Монте-Карло генератора PYTHIA8.2. К базовым параметрам PYTHIA8.2 добавлены настройки для подсчитывания жестких и мягких процессов КХД. Энергия начального pp -соударения принималась равной 8 ТэВ, количество генерируемых событий 100 миллионов. Для записи и дальнейшего анализа выбираются треки с $p_T > 0.5$ ГэВ. Анализ струй производится с помощью C++ и пакета ROOT. Для удобства анализа получаемых результатов, например, средних взвешенных зарядов, используется программа Wolfram Mathematica 10.

В результате получены распределения струй от базовых характеристик, как поперечный импульс и количество частиц в струе, и распределения самих частиц в струе по ряду характеристик. Основными же результатами работы являются распределения взвешенного заряда струй с различными B -мезонами.

Для сравнения с результатами из работы [4] используются распределения зарядов струй с B^+ и B^- мезонами и для всех B -мезонов при $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, $k = 1.1$, $R = 0.8$ (рисунок 2), полученных с отбором детектируемых частиц (*detect level*).

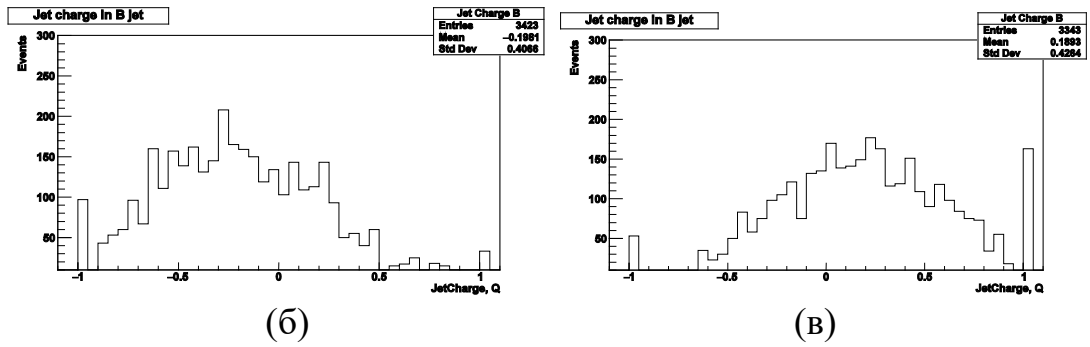
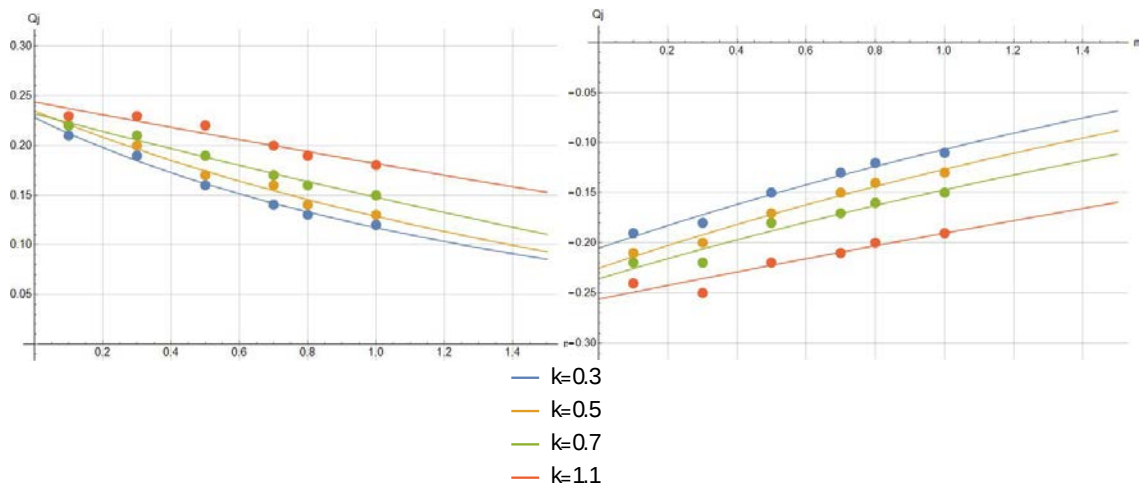


Рис.2. Распределения зарядов струй от (а) B^- мезонов, (б) B^+ мезонов при $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, $p_T > 0.5 \text{ GeV}$, $k = 1.1$, $R = 0.8$, detect level

Наблюдается соответствие моделированных распределений и измерений, приведенных на рисунке 1. Объяснить различия можно прежде всего малой статистикой при моделировании и слегка различающимися параметрами при отборе.

С помощью программы Wolfram Mathematica построены графики зависимости средних зарядов струй от радиуса струи R при различных значениях параметра k , именно они используются для иллюстрирования поведения заряда струи при изменении ее параметров.



(a)

(б)

Рис.3. Зависимость среднего заряда струй с (а) B^+ мезонами и (б) B^- мезонами от радиуса струи R при различных значениях параметра k при отборе детектируемых частиц, $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$, $p_T > 0.5 \text{ ГэВ}$, $\tau > 3 \text{ пс}$.

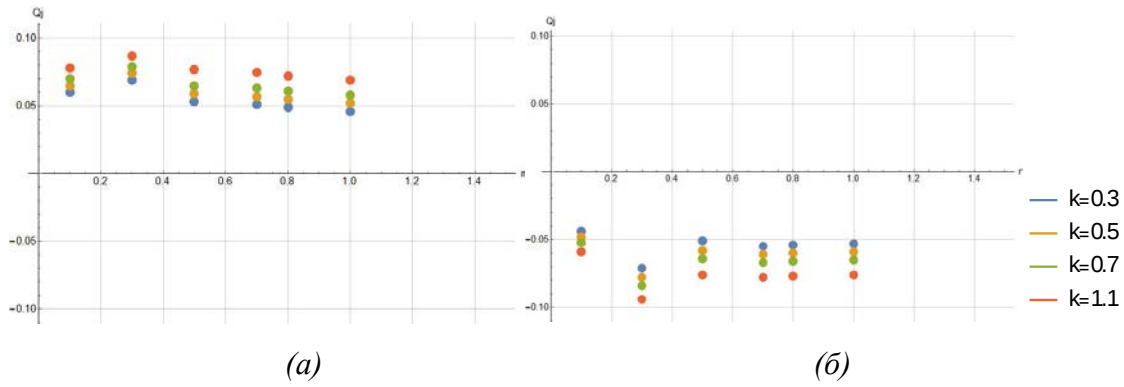


Рис.4. Зависимость среднего заряда струй с (а) B^0 мезонами и (б) $\overline{B^0}$ мезонами от радиуса струи R при различных значениях параметра k при отборе детектируемых частиц, $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $p_T > 0.5$ ГэВ, $\tau > 3$ пс.

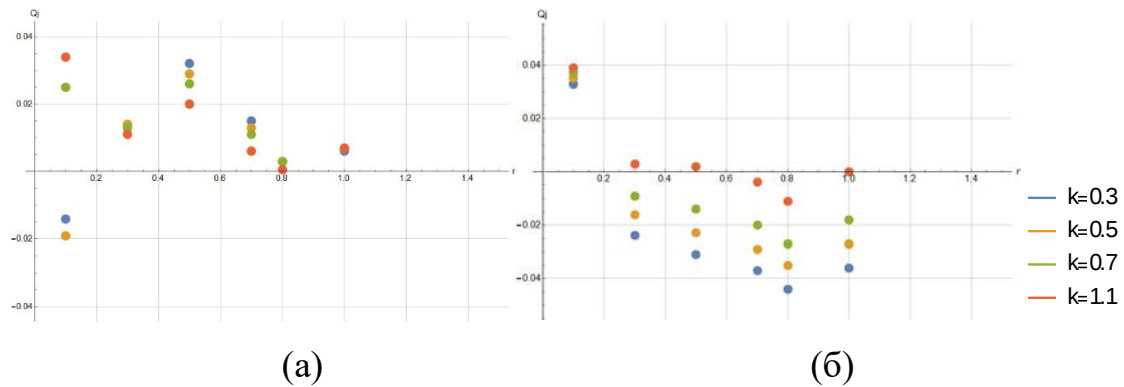


Рис.5. Зависимость среднего заряда струй с (а) B_s^0 мезонами и (б) $\overline{B_s^0}$ мезонами от радиуса струи R при различных значениях параметра k при отборе детектируемых частиц, $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $p_T > 0.5$ ГэВ, $\tau > 3$ пс.

Для струй с B^+ и B^- мезонами заряд меньше заряда b и $\bar{b}$ кварка соответственно. Однако для струй с B^0 и $\overline{B^0}$ мезонами, даже при устремлении радиуса струи к 0, наблюдается соответствие знака заряда струи знаку заряда образующего кварка, хотя сами заряды очень малы.

В итоге можно заключить, что исследование заряда струй позволяет исследовать особенность процесса адронизации для образующегося B -мезона, оценивать и сравнивать величины, связанные с фрагментацией струй b кварков. Однако, для повышения точности и значимости таких исследований необходимо увеличение статистики струй.

1. Matteo Cacciari and Gavin P. Salam, Gregory Soyez, The anti-kt jet clustering algorithm // High Energy Physics JHEP04(2008)063
2. The ATLAS Collaboration, Measurement of jet charge in dijet events from $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS detector // Physical Review D CERN-PH-EP-2015-207 January 11, 2018

3. *The ATLAS Collaboration*, Properties of jet fragmentation using charged particles measured with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ // Phys. Rev. D. CERN-EP-2019-090 24th June 2019
4. *The ATLAS Collaboration*, Measurement of the CP-violating phase ϕ_s and the B_s^0 meson decay width difference with $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ decays in ATLAS // JHEP 08 (2016) 147, CERN-PH-2015-166 6th September 2016
5. *Torbjorn Sjostrand, Lund University*, Old Ideas in Hadronization: The Lund String // IPPP Durham UK 15–17 April 2009
6. *Javier Llorente, Simon Fraser University*, Measurement of exclusive b fragmentation using the decay $B^\pm \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K^\pm$ // SM Approval – March 26, 2020
7. *The ATLAS Collaboration*, Measurements of the production cross-section for a Z boson in association with b-jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector // CERN-EP-2020-022 27th March 2020
8. *L.N.Smirnova, S.M.Turchikhin*, Expected b-production at the LHC // Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics
9. *The ATLAS Collaboration*, Determination of the ratio of b-quark fragmentation fractions f_s/f_d in pp-collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector // CERN-PH-EP-2015-165

КОНУСНО-ЛУЧЕВАЯ ТОМОГРАФИЯ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ РАДИОХИРУРГИИ НА АППАРАТЕ LEKSELL GAMMA KNIFE ICON

И.И. Банникова^{1,a}, А.В. Далечина², В.В. Костюченко²

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

² *Центр Гамма-нож при ФГАУ НМИЦ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко Минздрава России. 125047, Россия, г. Москва, ул. 4-я Тверская-Ямская д.16, корп. 3 Деловой центр нейрохирургии.*

E-mail: AAAnikova@mail.ru

Стереотаксическая радиохирургия внутримозговых образований впервые была предложена шведским нейрохирургом проф. Лекселлом в 1951 году, а десятилетием позднее был разработан и инструмент для ее реализации - Гамма Нож (англ. Leksell Gamma Knife) [1], позволяющий осуществить прецизионное облучение интракраниальных мишеней с высокой степенью конформности и селективности. Согласно данным фирмы производителя Elekta аппарат имеет субмиллиметровую точность [2].

Иммобилизацию пациента обеспечивает стереотаксическая рама Лекселла (G - frame), которая фиксируется к костям черепа пациента. Рама является способом задания стереотаксического пространства - прямоугольной декартовой системы координат, в которой определяется положение мишени. Перед выполнением томографических исследований (магнитно - резонансной томографии (МРТ), компьютерной томографии (КТ), ангиографии) на раму устанавливается локализационный бокс с контрастными метками, позволяющими однозначно определить координаты любой точки на томографических исследованиях относительно рамы.

При загрузке стереотаксического исследования в планирующую систему Leksell Gamma Plan автоматически рассчитываются отклонения положения контрастных меток на текущем исследовании от модельного положения.

В системе планирования Leksell Gamma Plan происходит оконтуривание мишеней на МРТ снимках, сегментация патологических и критических структур, а также непосредственно создание плана облучения. Процесс планирования заключается в подборе 3D координат изоцентров сферических дозовых распределений (шотов) и их весов (относительного времени облучения) таким образом, чтобы предписанная изодоза как можно точнее совпадала с контуром мишени. Система планирования позволяет создать план облучения, при котором дозовое распределение формой соответствует облучаемому патологическому очагу (конформное).

С появлением новейшей модели Гамма - нож Icon (LGK Icon) в 2014 году стала возможна фиксация головы пациента с помощью термопластической маски [8]. Эта модель оснащена дополнительными

возможностями для проведения фракционированного облучения, а именно конусно-лучевым компьютерным томографом (КЛКТ, англ. Cone Beam CT) и системой слежения за положением пациента с помощью инфракрасной камеры (англ. Intra-Fraction Motion Management). Выполнение конусно-лучевой томографии перед лечением позволяет задать стереотаксическое пространство, а затем осуществлять автоматическую коррекцию плана облучения в случае изменения положения пациента.

Важной особенностью новой модели Гамма-ножа является возможность выполнения конусно-лучевой томографии и при радиохирургическом лечении пациента в стереотаксической раме [9],[10]. Данная процедура не является обязательным этапом лечения на аппарате Gamma Knife Icon, но может быть альтернативным способом определения стереотаксических координат и использоваться для дополнительной проверки положения пациента перед началом лечения.

Одной из важных задач, возникающих при работе с Leksell Gamma Knife Icon, является исследование расхождений в дозовых распределениях при КЛКТ верификации стереотаксического пространства, определенного с помощью рамы. Цель данной работы заключается в оценке различий в определении стереотаксических пространств и выявление возможных причин наблюдаемых расхождений.

В исследование включены 529 пациентов, проходившие лечение на аппарате LGK Icon в центре стереотаксической радиохирургии при ФГАУ НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко с июля 2018 года по декабрь 2019 года. Среди пациентов 343 (65,1%) были женщины и 184 (34,9%) были мужчины. 175 (33,1%) случаев - менингиомы, 142 (26,8%) - вестибулярные шванномы, 116 (21,9%) - метастазы, 21 (4,0%) - артериовенозные мальформации, 75 (14,2 %) - другие диагнозы. Вес и индекс Карновского были получены для 122 пациентов.

Перед началом лечения каждому пациенту было сделано КЛКТ для верификации стереотаксического пространства. Полученные изображения автоматически отправлялись в планирующую систему и осуществлялось совмещение КТ и стереотаксического МРТ, в результате которого на экране планирующей станции появлялась информация о расхождении в XYZ координатах центра стереотаксических пространств. Система планирования лечения также вычисляет линейное смещение между центром каждого шота (изоцентра) и сообщает максимальное смещение шота в мм.

Для выявления причины наблюдаемых расхождений были исследованы следующие параметры: среднее и максимальное отклонение контрастных меток на МРТ изображениях, положение центра мишени, стереотаксические координаты задних и передних шипов в системе планирования, объем мишени, возраст, вес, индекс Карновского, диагноз и их связь с поступательными и вращательными смещениями, максимальным сдвигом шота, а также разницей покрытия мишени предписанной дозой.

Обработка и анализ полученных результатов производилась в среде анализа статистических данных R (RStudio version 2). Для построения гистограмм использовалась R-библиотека ggplot2.

Для проверки выборок на нормальность распределения использовался критерий Шапиро-Уилка W. Полученные величины описываются нормальным распределением. Множественная линейная регрессия была выполнена для оценки закономерностей между количественными параметрами. Многофакторный дисперсионный анализ использовался для работы с качественными переменными. Результаты с $p < 0,05$ считались статистически значимыми.

В нашей работе только у 1,5% поступательное смещение превышало 1 мм и у 1,1% вращательное смещение было больше 1° , максимальное смещение шота более 1 мм у 5,5%. При этом снижение покрытия на 5% наблюдалось у 8,3% (32) пациентов.

В результате статистического анализа было выявлено, что отклонение маркеров на МРТ от модельного положения, пол, вес пациента, сторона расположения мишени, индекс Карновского, высота точки фиксации задних шипов являются предикторами увеличения вращательных и поступательных смещений, а также максимального сдвига шота (факторы расположены в порядке убывания значимости).

В дальнейшем планируется определить значимость выявленных закономерностей для клинического результата.

[1] *Leksell L.* The stereotactic method and radiosurgery of the brain. *Acta Chir Scand* 1951;102:316–9.

[2] Elekta. Leksell Gamma Knife® Perfexion™ product brochure: © 2019 Elekta AB.

[3] Leksell Gamma Knife® Treatment Statistics Report 1968-2019, Leksell Gamma Knife Society.

[4] Elekta. Online Reference Manual: Leksell Gamma Plan: Elekta Instrument AB; 2017.

[5] *Karlsson, B., Kalend, A., & Martinez, R.* (2011). Frame stability and anatomical QA in radiosurgery. *Acta Neurochirurgica*, 153(11), 2265–2270.

[6] *Chen, J. C. T., Rahimian, J., Girvigian, M. R., & Miller, M. J.* Contemporary methods of radiosurgery treatment with the Novalis linear accelerator system. *Neurosurgical Focus*, 2007, 23(6), E3.

[7] *Conti, A., Romanelli, P., Pantelis, E., Soltys, S. G., Cho, Y. H., & Lim, M. (Eds.).* (2020). *CyberKnife NeuroRadiosurgery*.

[8] *Lunsford, L. D., Niranjan, A., Fallon, K., & Kim, J. O.* (2019). Frame versus Frameless Leksell Stereotactic Radiosurgery. *Leksell Radiosurgery*, 19–27.

[9] *Sunil W. Dutta, Roman O. Kowalchuk, Daniel M. Trifiletti, M. Sean Peach, Jason P. Sheehan, James M. Larner, David Schlesinger,* Stereotactic Shifts During Frame-Based Image-Guided Stereotactic Radiosurgery: Clinical Measurements (2018)

[10] *Peach MS, Trifiletti DM, Dutta SW, Larner JM, Schlesinger DJ, Sheehan JP.* Spatial shifts in frame-based Gamma Knife radiosurgery: a case for cone beam CT imaging as quality assurance using the Gamma Knife® Icon™. *J Radiosurg SBRT*. 2018;5:315–322.

МУЛЬТИПЛЕТЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРОН-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ

Д.С. Жуляева, С.В. Сидоров

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

E-mail: zhuliaeva.ds18@physics.msu.ru

Исследования в области нейтрон-избыточных ядер играют значительную роль в современной ядерной физике. Интерес к изотопам вдали от линии стабильности связан, в частности, с особенностями эволюции их одночастичной структуры. В случае нейтрон-избыточных изотопов никеля, учет оболочечных эффектов важен при описании астрофизических явлений, затрагивающих синтез ядер в ходе γ -процесса при гравитационном коллапсе звезд [1]. В условиях горячей звездной материи, реализуемых на последних этапах эволюции звезды средней массы (масса более десяти солнечных масс), ядра могут находиться в суперпозиции основного и возбужденных состояний, по причине чего скорость захвата нейтронов, а также слабых процессов вроде β -распада и e -захвата во многом определяется структурой ядерных спектров. Конкуренция этих процессов, в конечном счете, определяет ход гравитационного коллапса с последующим взрывом сверхновой.

В работе рассматриваются спектры низколежащих возбужденных состояний в тяжелых четно-четных изотопах никеля $^{70-76}\text{Ni}$. Во всех мультиплетах наблюдаются характерные наборы энергетических состояний, образующихся в результате взаимодействия внешних нуклонов между собой. Для тождественных нуклонов состояния мультиплета имеют четные значения J , характеризуются изоспином пары нуклонов 1 и их суммарным спином 0. Набор этих состояний принято называть мультиплетом основного состояния (или ground state multiplet – GSM). Положения различных уровней мультиплета для изотопов с нуклонами в состоянии $j=9/2$ было оценено в приближении δ -сил спаривания. Величина относительного энергетического сдвига в таком приближении имеет вид:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = (2j + 1) \begin{pmatrix} j & j & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2$$

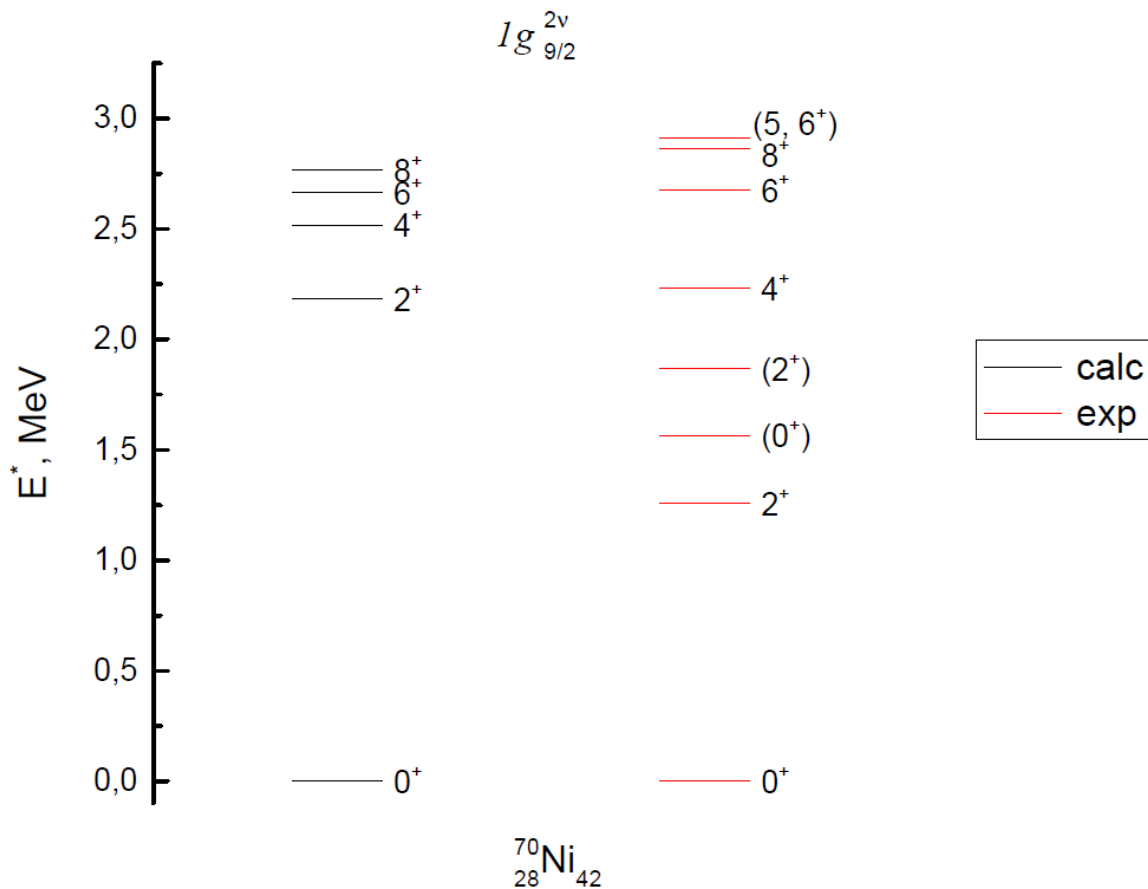
Таким образом, зная величину спаривания тождественных нуклонов $\Delta E_0 = \Delta_{NN}$, характеризующую расщепление GSM [2,3], можно найти энергию всех уровней мультиплета E_J из соотношения

$$E_J = \Delta_{NN} \left(1 - \frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} \right).$$

Для оценки энергии спаривания рассмотрим атомное ядро как замкнутый дважды магический остов $(N-2, Z)$ и два валентных нейтрона, тогда отсутствие взаимодействия между последними выражалось бы в совпадении энергии отделения пары нейтронов $B_{nn}(N, Z)$ в ядре (N, Z) и удвоенной энергии отделения нейтрона в ядре $B_n(N-1, Z)$. В действительности, вследствие

эффекта спаривания данное соотношение не выполняется, и силу остаточного взаимодействия двух нейтронов $\Delta_{nn}(N, Z)$ можно оценить как [4]:

$$\begin{aligned}\Delta_{nn}(N, Z) &= B_{nn}(N, Z) - 2B_n(N - 1, Z) = \\ &= E_{bind}(N, Z) - 2E_{bind}(N - 1, Z) + E_{bind}(N - 2, Z) = \\ &= B_n(N, Z) - B_n(N - 1, Z)\end{aligned}$$



Данная простейшая оценка построена на экспериментальных данных лишь

Рис. 1. Спектр ^{70}Ni . Над спектром указана основная конфигурация валентных нуклонов. Слева показан расчет, справа – экспериментальные данные [10].

двух соседних ядер. На сегодняшний день существуют способы, в которых для расчета используются данные трех и более ядер [5, 6], что позволяет произвести более точное усреднение для ядер вблизи линии стабильности. В то же время, оценки с опорой на массы большого количества ядер [7, 8, 9] могут приводить к большим ошибкам в области нейтрон- и протон-избыточных ядер, по которым имеется меньше данных. С учетом этих конкурирующих факторов, в настоящей работе было решено использовать соотношение $\Delta_{nn}^{(4)}$ для расчета спектров нейтрон-избыточных изотопов никеля.

На рис. 1 приводится пример расчета GSM-мультиплета изотопа ^{70}Ni , в котором два нейтрона расположены на уровне $1g_{9/2}$. Видно, что уровни 6^+ и 8^+ хорошо воспроизводятся в приближении δ -сил спаривания. Такая простая модель, однако, не может быть использована для оценки положения уровней 2^+ и 4^+ , что связано с влиянием эффектов смешивания конфигураций, не учтенных в настоящей работе.

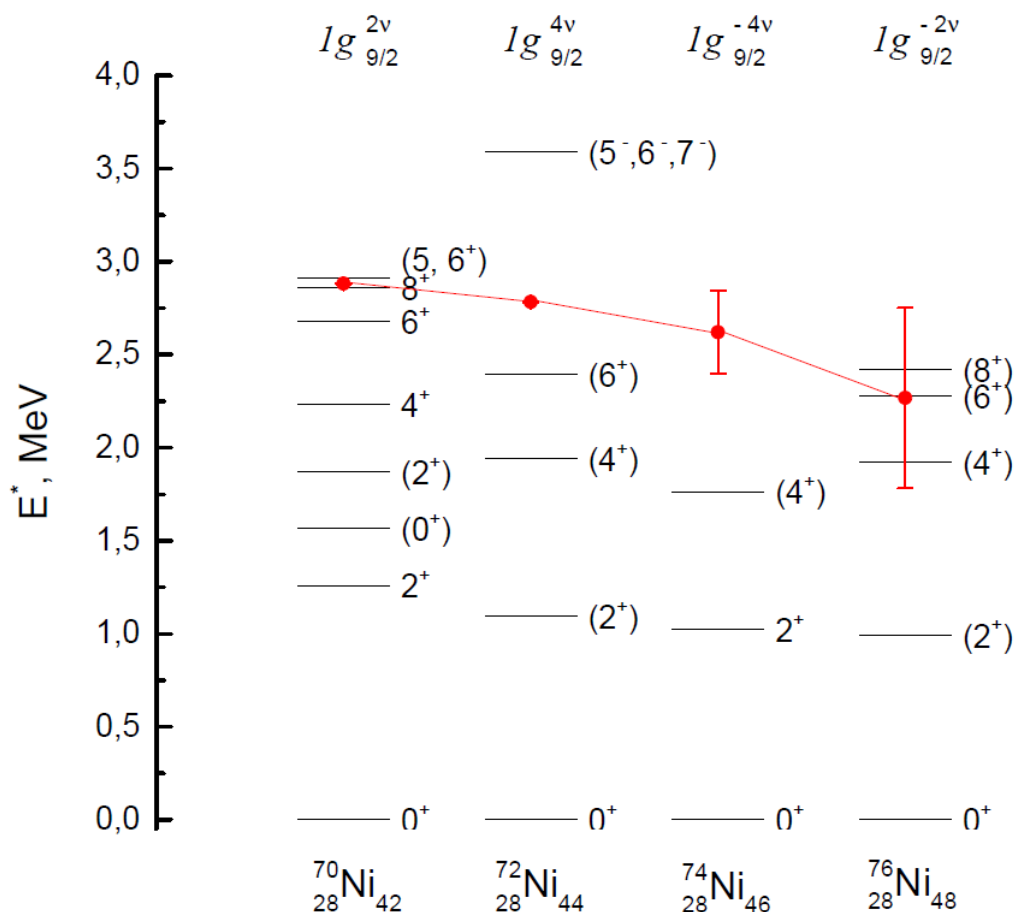


Рис. 2. Экспериментальные спектры нейтрон-избыточных изотопов Ni. Над спектрами указана основная конфигурация валентных нуклонов. Красным отмечена оценка энергии спаривания нейтронов в изотопах.

На рис. 2 представлены оценки энергии спаривания нейтронов в четно-четных изотопах никеля с валентными нейтронами на $1g_{9/2}$ -оболочке, полученные с использованием данных по массам [11]. Для наглядности эти оценки нанесены поверх экспериментальных спектров. Видно, что соотношение $\Delta_{nn}^{(4)}$ приводит к погрешности расчетов в ядрах ^{74}Ni и ^{76}Ni , но в целом расщепление GSM воспроизводится корректно. Подобные расчеты могут быть использованы, в частности, для предсказания положения состояний с высокой спин-четностью в изотопах ^{72}Ni и ^{74}Ni .

1. A.C.Larsen, A.Spyrou, S.N.Liddick et al. // PPNP. 2019. 107. P. 69.
2. О.Бор, Б.Моттelson// Структура атомного ядра. Т.1. М. 1971. – 76с., 170с.
3. Л.Валантэн//Субатомная физика (ядра и частицы). Т. 2. М. 1986. – 48с.
4. Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов, Т.Ю.Третьякова//ВМУ. Сер.3. Физ. Астр. М. 2014. 3-7с.
5. Е.В.Владимирова, И.Д.Дашков, Б.С.Ишханов, Т.Ю.Третьякова//УЗФФ МГУ №3. М. 2018. 3-4 с.
6. Б.С.Ишханов, С.В.Сидоров, Т.Ю.Третьякова//УЗФФ МГУ. М. 2017. – 11-16 с.
7. P. MÖLLER, J.R. NIX// Nucl. Phys. A 536. 1992. P.20
8. Audi G. et al. // Chin. Phys. C. V.36, No. 12.2012. P.1287; Wang M. et al. // Ibid. P.1603.
9. M.Wang, G.Audi, A.H.Wapstra et al. // Chinese Phys. C. 2012. 36. P. 1603.
10. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jsp>
11. http://cdfc.sinp.msu.ru/services/calc_thr/calc_thr_ru.html#2

скорости СЛАБЫХ ПРОЦЕССОВ в ядрах ^{56}Ni ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

С.В. Сидоров^{1,2}, А.А. Джигоев², Т.Ю. Третьякова³

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

²ЛТФ имени Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований

³НИИЯФ, Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

E-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

При изучении и компьютерном моделировании многих астрофизических процессов необходимо знать скорости реакций, обусловленных слабым взаимодействием. Примерами являются реакции e -захвата и β^- -распада, протекающие в экстремальных условиях, возникающих при гравитационном коллапсе центральной части (кора) массивной звезды и последующем взрыве сверхновой. В экстремальных условиях реализующихся при коллапсе (т.е. при температурах выше 10^9 К или 0.1 МэВ и плотностях выше 10^7 г/см³) обе реакции в ядрах группы железа протекают за счет переходов гамов-теллеровского типа (ГТ) [4], поэтому для расчета скоростей необходимо знать распределение силы этих переходов.

В настоящей работе для описания ГТ-переходов в нагретых ядрах основанный на комбинации квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) с сепарабельным остаточным взаимодействием [1] и формализма термополевой динамики (ТПД) [5]. Получившийся метод, теплоквазичастичное приближение случайной фазы (ТКПСФ), далее объединён с методом энергетического функционала для сил Скирма [2], что позволяет проводить расчеты самосогласованным образом, когда и среднее поле, и остаточное взаимодействие рассчитывается на основе одного и того же энергетического функционала. В настоящей работе метод Скирма-ТКПСФ применяется для расчета скоростей e -захвата и β^- -распада ядра ^{56}Ni . Данное ядро является одним из самых распространённых в коре звезды на финальной стадии коллапса. Одночастичные волновые функции и энергии ядра ^{56}Ni рассчитывались в подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма SGII, Sly4, Sly5, BSk17.

На рис. 1 показана силовая функция ГТ-переходов в ядре ^{56}Ni , рассчитанная с использованием набора параметров Скирма SGII для трех значений температуры: $T = 0, 0.6, 1.2$ МэВ. Как видно, с ростом температуры наблюдается возникновение переходов с отрицательной энергией. Такие переходы соответствуют ГТ-переходам с высоковозбужденных состояний ядра на низколежащие состояния дочернего ядра. Доля низкоэнергетических переходов также увеличивается вследствие теплового размытия поверхности Ферми, возрастающего с температурой. Для реакций захвата электронов ядрами в звездном веществе появление ГТ⁺-переходов низких и отрицательных энергий снижает порог реакции и существенно повышает скорости захвата электронов при низких плотностях звездного вещества,

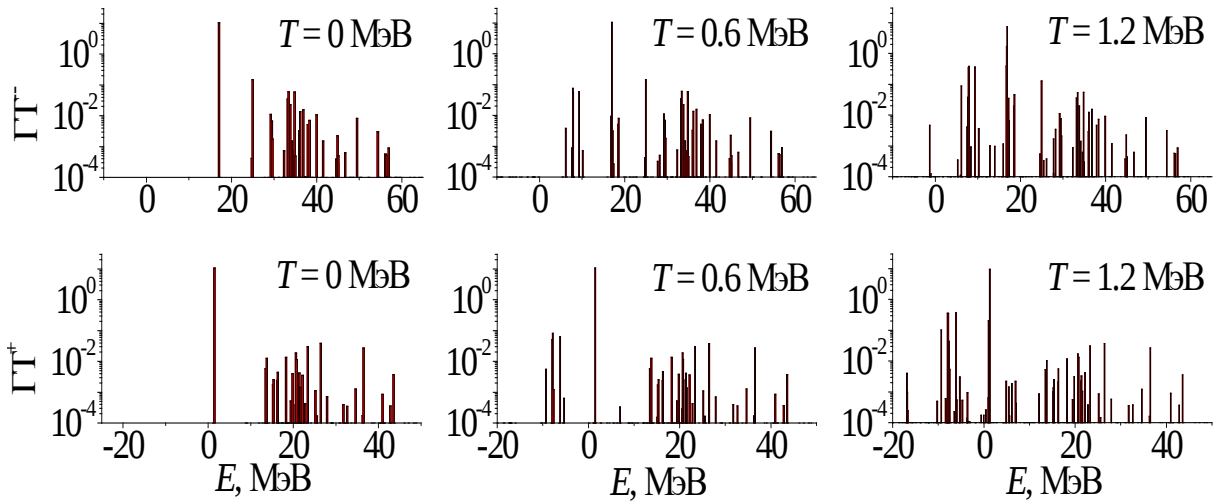


Рис. 1. Распределение силы Γ^- (верхний ряд) и Γ^+ -переходов (нижний ряд) в ^{56}Ni при различных температурах

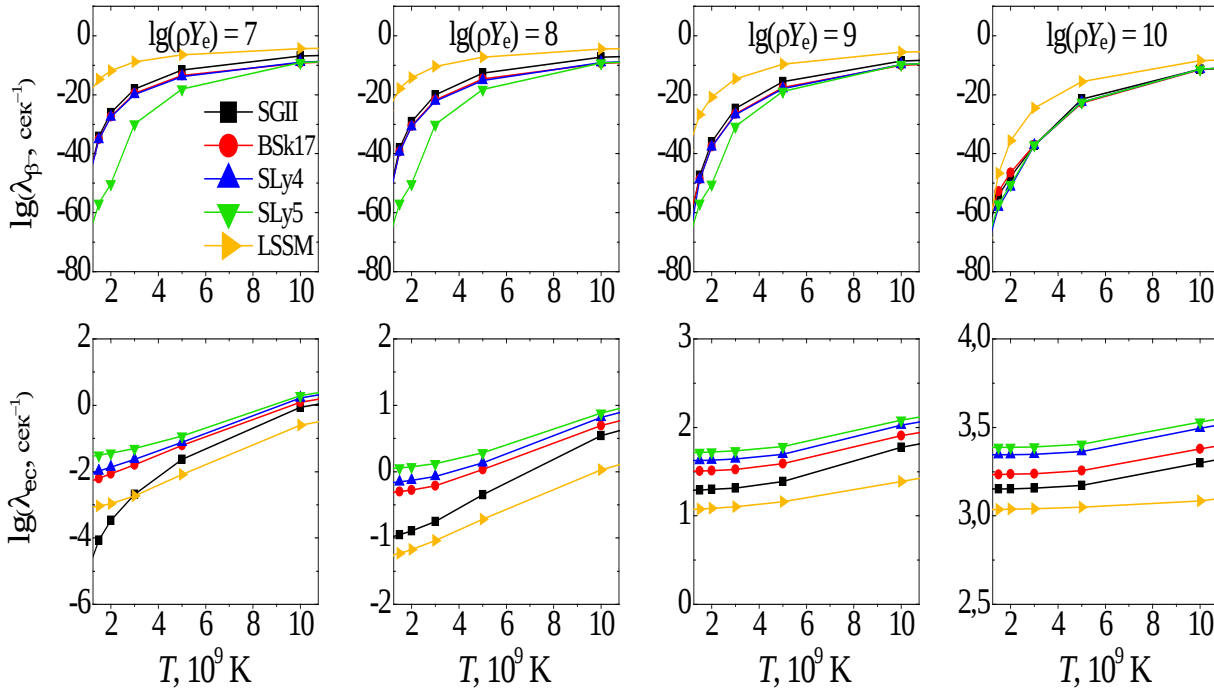


Рис. 2. Скорость бета-распада (верхний ряд) и e -захвата (нижний ряд) в ^{56}Ni при различных температурах и плотности электронного газа ρY_e (в единицах моль/см³).

когда мала энергия Ферми вырожденного электронного газа, окружающего атомные ядра.

На рис. 2 приводится расчет скорости β^- -распада и e -захвата в ядре ^{56}Ni при температурах и плотностях звездной материи, реализующихся на начальных этапах коллапса. Видно, что скорость электронного захвата увеличивается как с ростом плотности, так и с повышением температуры. Это обусловлено в первую очередь тем, что с ростом плотности и, соответственно, ростом химического потенциала ($\mu_e \sim \rho^{1/3}$) в электронном газе увеличивается доля

электронов, энергии которых достаточно для перехода на все более высокие ядерные состояния с $J^\pi = 1^+$, а также увеличением числа ГТ⁺-переходов низких энергий при повышении температуры ядра. В случае β^- -распада рост плотности электронного газа приводит к уменьшению скорости реакции, что связано с увеличением химического потенциала электронного газа и блокировкой доступного фазового пространства для вылетающего электрона. Такая блокировка ослабляется, однако, при повышении температуры.

На рис. 2 для сравнения приведены результаты расчетов, выполненных в рамках оболочечной модели (LSSM) [3]. Расчеты скорости e -захвата в рамках двух моделей с удовлетворительной точностью согласуются друг с другом. Видно, однако, что скорость β^- -распада в оболочечной модели существенно выше, чем в приближении ТКПСФ для всех рассматриваемых величин плотности электронного газа. Такое отличие может вызвано отсутствием в нашей модели учета связь однофононных состояний с более сложными конфигурациями, как это сделано в случае холодных ядер [1].

1. Соловьев В.Г., Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М., Энергоатомиздат, 1989.
2. Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov Ch. // Physics of Atomic Nuclei. 2016. 79. P. 1019.
3. Langanke K., Martinez-Pinedo G. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2001. 79. P. 1.
4. Langanke K. and Martinez-Pinedo G. // Reviews of Modern Physics. 2003. 75. P. 819.
5. Takahashi Y., Umezawa H. // Collect. Phenom. 1975. 2. P. 55.

ПОЛУЧЕНИЕ ТУЛИЯ-167 В РЕАКЦИЯХ под действием альфа-частиц на ЭРБИЕВЫХ мишенях

И.А. Хоменко^{1,2}, Е.С. Кормазева²

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

E-mail: homenko.ia@phystech.edu

Введение

В последние годы наблюдается увеличение количества радионуклидов, применяемых в диагностических и терапевтических целях. Основой для развития этого направления в ядерной медицине является фундаментальное изучение ядерных реакций с использованием ускоренных заряженных частиц различных энергий. Получаемый в результате набор сечений ядерных реакций помогает определить оптимальный способ производства радионуклида.

^{167}Tm ($T_{1/2}=9,25$ дней) является источником гамма-лучей низкой энергии ($E_\gamma=207,8$ кэВ, $I_\gamma = 42\%$) и Оже-электронов, что делает его пригодным для терапии [1]. Также физические свойства данного радионуклида позволяют применять его для исследования костей и опухолей [2]. Известны сечения некоторых реакций получения ^{167}Tm при различных налетающих частицах и для различных материалов мишеней. Образование ^{167}Tm может осуществляться как по прямым, так и по косвенным ядерным реакциям. В таблице 1 представлены его возможные пути получения.

Табл.1. Способы получения тулия-167.

Прямая реакция	Косвенная реакция
$^{nat}\text{Er}(p,xn)$ $^{nat}\text{Er}(d,xn)$ $^{nat}\text{Yb}(p,x)$ $^{165}\text{Ho}(\alpha,2n)$	$^{nat}\text{Er}(\alpha,xn)^{167}\text{Yb} \rightarrow$ $^{nat}\text{Yb}(p,xn)^{167}\text{Lu} \rightarrow ^{167}\text{Yb} \rightarrow$ $^{169}\text{Tm}(p,3n)^{167}\text{Yb} \rightarrow$ $^{nat}\text{Hf}(p,x)^{167}\text{Lu} \rightarrow ^{167}\text{Yb} \rightarrow$

Целью данной работы было получение ^{167}Tm и изучение сечений следующих реакций $^{nat}\text{Er}(\alpha,xn)^{167}\text{Yb} \rightarrow ^{167}\text{Tm}$ в диапазоне энергий 63→41 МэВ.

Методы исследования

Для эксперимента был использован порошкообразный оксид эрбия естественного изотопного состава. Мишени были изготовлены методом седиментации по технологии, идея которой описана в [3]. Осаждение проводилось в тефлоновом сосуде на алюминиевых подложках толщиной 20 и 30 мкм. В результате были получены механически устойчивые и визуально однородные мишени со средней толщиной 4-10 мг/см².

Облучение альфа-частицами с начальной энергией 63 ± 1 МэВ производилось в течение 0,5 часа при среднем токе 0,2 мкА на изохронном циклотроне У-150 в НИЦ «Курчатовский институт». Применялась методика

стопок фольг: стопка состояла из 10 эрбиевых фольг-мишеней, между которыми были расположены алюминиевые фольги-мониторы для контроля параметров пучка и алюминиевые фольги-поглотители для снижения энергии пучка.

Активности ^{167}Tm , ^{167}Yb ($T_{1/2}=17,5$ мин) определяли методом гамма-спектрометрии на спектрометре с детектором из сверхчистого германия фирмы ORTEC. Измерение каждой фольги проводилось четыре раза: два раза в день облучения на высоте 11,5 см, через сутки на высоте 6 см и через 17 суток на высоте 0 см. Калибровка по эффективности осуществлялась с использованием стандартных гамма-спектрометрических источников ^{152}Eu и ^{60}Co . Из полученных значений активностей при помощи формулы активации были рассчитаны значения сечений реакций. В результате интегрирования функций возбуждения найдены выходы указанных изотопов.

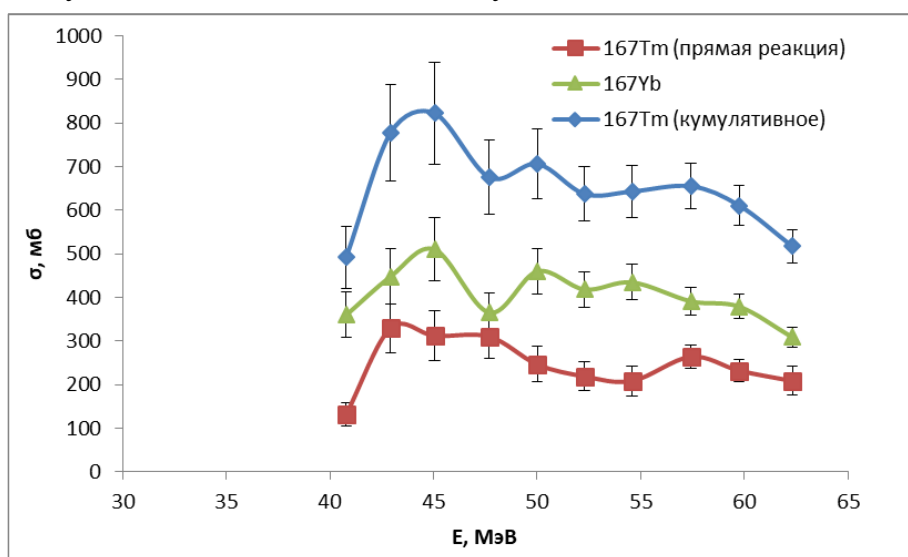


Рис. 1. Сечения ядерных реакций образования ^{167}Tm

1. Заключение

В рамках исследования были найдены зависимости сечений реакций получения ^{167}Tm и ^{167}Yb от энергии налетающих альфа-частиц в интервале энергий 63→41 МэВ. Получено, что основным путем образования ^{167}Tm является непрямой путь через образование ^{167}Yb . Значение кумулятивного выхода ^{167}Tm в указанном диапазоне энергий составило около 3 МБк/мкА·ч. Рассчитанные выходы позволяют сделать вывод о возможности получения ^{167}Tm предложенным методом в достаточном для клинических применений количестве.

1. Király B., Tárkányi F., Takács S., Hermanne A., Kovalev S.F., Ignatyuk A. V. Excitation functions of alpha-induced nuclear reactions on natural erbium // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 2008. Vol. 266, № 4. P. 549–554.
2. Chandra R., Hernberg J., Braunstein P., Rosenfeld W. ^{167}Tm : A New Bone Scanning Agent // Radiology. 1971. Vol. 100, № 3. P. 687–689.
3. Rösch F., Qaim S.M. Nuclear Data Relevant to the Production of the Positron Emitting Technetium Isotope $^{94\text{m}}\text{Tc}$ via the $^{94}\text{Mo}(p, n)$ -reaction // Radiochim. Acta. 1993. Vol. 62, № 3. P. 115–122.

ИССЛЕДОВАНИЕ УТЕЧКИ ДОЗ ИЗ МНОГОЛЕПЕСТКОВОГО КОЛЛИМАТОРА НА УСКОРИТЕЛЕ VARIAN HALCYON

А. Ф. Петрова¹, Е.Н. Лыкова¹, А.П. Черняев¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: petrova.af19@physics.msu.ru

Многолепестковый коллиматор (MLC) используется в современной лучевой терапии для формирования поля и управления пучком излучения. Поскольку точность позиционирования каждого конкретного лепестка влияет на эффективность лучевой терапии, как на точность доставки дозы в мишень, так и на облучение критических органов, окружающих опухоль-мишень. Поэтому крайне важно, оценить неопределенности, связанные со смещенным или неправильно настроенным MLC. Дозиметрическое влияние этих ошибок позиционирования было подробно изучено в литературе [1 – 5].

В исследовании [3] было произведено математическое моделирование, анализирующее дозиметрическое влияние случайных и систематических ошибок положения MLC на 14 IMRT планах (простаты – 7, головы и шеи – 7), с использованием динамического MLC. Для обеих локализаций случайные ошибки не привели к значительным изменениям в плане лечения. Однако систематические ошибки могут привести к потенциально значительным дозиметрическим характеристикам плана лечения, которые могут поставить под угрозу результат лечения.

Тем не менее, все подобные исследования до настоящего времени проводились на ускорителях с конструкцией MLC, для которой верхние или нижние коллимационные шторки дополнялись или заменялись MLC. Эти вариации в конструкции и геометрии MLC вносят неопределенности, которые могут дополнительно усугубляться такими переменными, как размер и конструкция лепестка [2].

На недавно введенном в эксплуатацию линейном ускорителе Halcyon используется двухслойная конструкция MLC без коллимационных шторок (Varian Medical Systems, Пало-Альто, Калифорния, США). В исследовании [4] приведены технические характеристики многолепесткового коллиматора на линейном ускорителе Halcyon Varian. Система Halcyon MLC отличается уникальной ступенчатой двухслойной конструкцией, состоящей из дистального и проксимального слоя. Первичный и вторичный коллиматоры зафиксированы, отсутствует сглаживающий фильтр. Дистальный, или нижний слой, состоит из двух блоков с 28 лепестками каждый. Проксимальный, или верхний слой, состоит из двух блоков с 29 лепестками каждый. Лепестки сделаны из естественной смеси вольфрама и расположены в шахматном порядке на расстоянии 0,5 см относительно друг друга. Лепестки MLC на

Halcyon, как и другие линейные ускорители Varian, движутся по прямой линии и имеют закругленные концы. Halcyon обеспечивает скорость MLC до 5,0 см в секунду и мощность дозы 800 мониторинговых единиц в минуту [4].

На доклинической версии MLC ускорителя Halcyon было виртуально смоделировано облучение девяти пациентов с раком головы и шеи методом IMRT и VMAT. Разница в средних дозах для органов риска (околоушной железы, улитки, пищевода и гортани) варьировалась в диапазоне от -0,83 Гр до 0,37 Гр для VMAT и от -4,79 Гр до -0,04 Гр для IMRT. Утечка дозы из MLC, блокирующей излучение, составило $\sim 0,005\%$ [5].

Целью данной работы является экспериментальное измерение утечки доз из многолепесткового коллиматора. Будет оценена доза, которая выходит не только за пределы облучаемого объема, но и за пределы любого первичного края поля. Основное внимание будет уделяться структурам, получающим низкие дозы радиации и находящиеся за пределами области лечения.

Эксперимент по измерению дозы проводился на линейном ускорителе Varian Halcyon. Граничная энергия тормозных фотонов составляет 6 МэВ. Поглощенная доза измерялась с помощью ионизационной камеры типа Farmer, помещенной внутри водного фантома размерами 701x633x704 мм³. Многолепестковый коллиматор позиционировался так, чтобы сформировать квадратные размеры полей 10 × 10, 15 × 15, 20 × 20, 25 × 25 см², и полностью закрытый MLC. Утечка дозы будет оценена в изоцентре и в точках, расположенных на расстоянии от 5 до 100 см от центральной оси пучка с шагом в 10 см.

Ожидается, что проведенное исследование даст достаточно полное объяснение тому, при каких положениях коллиматора проводить лечение пациента для меньшей утечки доз и меньшего воздействия на структуры, находящиеся за пределами облучаемого объема при различных режимах работы.

1. Bai S, Li G, Wang M, Jiang Q, Zhang Y, Wei Y., «Effect of MLC leaf position, collimator rotation angle, and gantry rotation angle errors on intensity-modulated radiotherapy plans for nasopharyngeal carcinoma». Med Dosim. 2013; 38: 143– 147.
2. Mu G, Ludlum E, Xia P., «Impact of MLC leaf position errors on simple and complex IMRT plans for head and neck cancer». Phys Med Biol. 2008; 53: 77– 88.
3. Rangel A, Dunscombe P., «Tolerances on MLC leaf position accuracy for IMRT delivery with a dynamic MLC». Med Phys. 2009; 36: 3304– 3309.
4. Lim TY, Dragojević I, Hoffman D, Flores-Martinez E, Kim GY. «Characterization of the Halcyon TM multi-leaf collimator system». J Appl Clin Med Phys. 2019; 20: 106– 114.
5. Li Taoran, Scheuermann R, Lin A, Boon-Keng KT, Wei Zou, Swisher-McClure S, Alonso-Basanta M, Lukens JN et al. «Impact of Multi-leaf Collimator Parameters on Head and Neck Plan Quality and Delivery: A Comparison between Halcyon™ and Truebeam® Treatment Delivery Systems». Cureus. 2018;
6. Varian Medical Systems. Halcyon Brochure. 2017 URL: https://www.varian.com/sites/default/files/resource_attachments/Halcyon_brochure_RAD10443B_092417.pdf. (Дата обращения: 08.06.2020).

ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ЛЕПТОНОВ В РАСПАДАХ W БОЗОНОВ В ПРОТОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 8 ТЭВ

Р.А. Шоркин

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

E-mail: schorkin.ra15@physics.msu.ru

В данной работе приведены результаты анализа данных эксперимента ATLAS интегральной светимостью 1 фб^{-1} , полученных при энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ и представленных для анализа на портале ATLAS Open Data. Также использованы предоставленные коллаборацией ATLAS наборы моделированных методом Монте-Карло событий. Получены распределения основных наблюдаемых, используемых при регистрации $W^\pm$ бозонов. Выполнено исследование зарядовой асимметрии лептонов от распада $W^\pm$ бозонов. Проведено сравнение результатов проведенных расчетов с опубликованными результатами эксперимента ATLAS. Анализ данных выполнен при помощи программного пакета ROOT.

События для анализа прошли первичную обработку по следующим критериям [1]:

1. Используются неповрежденные события с по крайней мере одним лептоном;
2. События не содержат фоновых струй, не связанных с первичной вершиной;
3. Первичные вершины содержат не меньше пяти треков;
4. По крайней мере один из лептонов в событии имеет поперечный импульс $p_T > 25 \text{ ГэВ/с}$;
5. Псевдобыстроты детектируемых частиц лежат в интервале $|\eta| < 2.5$;
6. Изолированность лептонов по поперечному импульсу и энергии $p_T^l < 0.15 \text{ ГэВ/с}$ и $E_T < 0.15 \text{ ГэВ}$;

Для отбора событий с рождением W бозона были введены следующие специальные условия:

1. Наличие единственного лептона с поперечным импульсом $p_T > 25 \text{ ГэВ/с}$;
2. Отсутствующая (потерянная) энергия $E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ ГэВ}$. Это требование обусловлено наличием среди продуктов распада недетектируемого нейтрино;
3. Реконструированная поперечная масса W бозона $m_W^T > 30 \text{ ГэВ}$.

Поперечная масса W бозона рассчитывается по формуле:

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^l E_T^{\text{miss}} [1 - \cos(\Delta\varphi(p_T^l, E_T^{\text{miss}}))]}$$

Здесь отсутствующая энергия E_T^{miss} – разница между рассчитанной суммарной энергией частиц в событии и суммарной энергией, зарегистрированной детектором.

В результате анализа были получены распределения характеристик W бозона и лептонов от его распада. Следует учитывать, что анализ событий с рождением W бозона потенциально подвержен влиянию КХД, поскольку в событиях присутствует единственный лептон, который может исходить из сторонних источников, имитирующих искомое финальное состояние. Таким образом, вероятные расхождения должны всегда пониматься как знак того, что вклады КХД не учтены [2].

Полученные распределения по поперечному импульсу (рис. 1) демонстрируют, что моделирование кинематических характеристик лептонов весьма удовлетворительно. Расхождения заметны в области $25 < p_T < 30$ ГэВ/с. Полученные для электронов e^- результаты (а) демонстрируют хорошее согласие с таким же распределением (б) [3], полученным при энергии столкновения $\sqrt{s} = 7$ ТэВ при интегральной светимости $L = 4.6$ фб $^{-1}$.

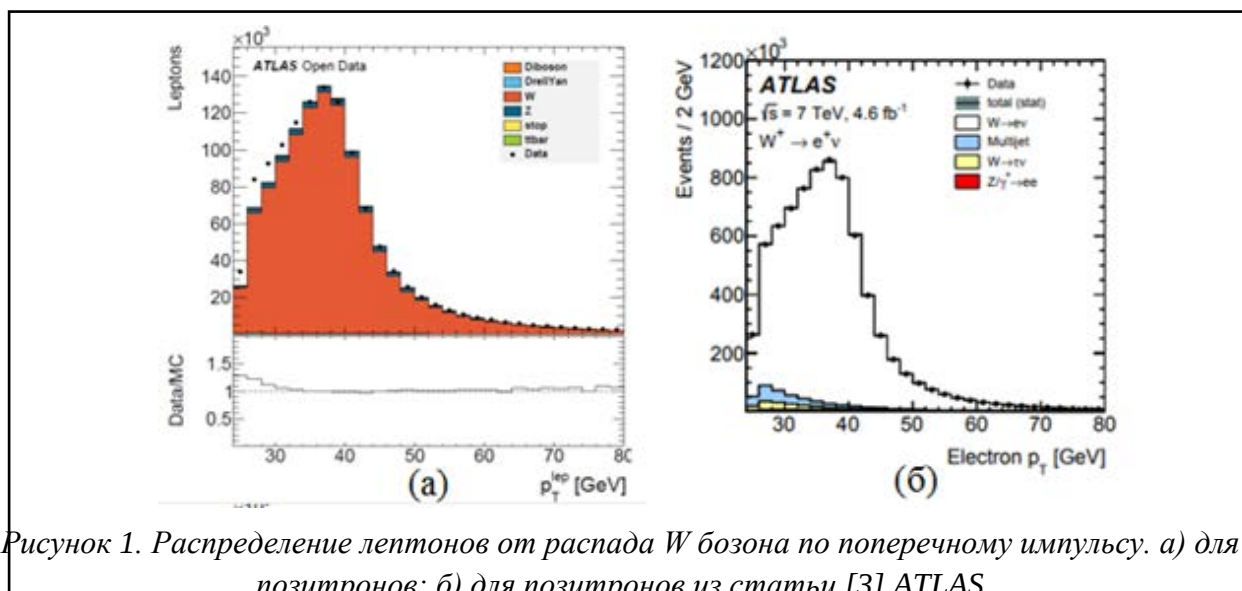
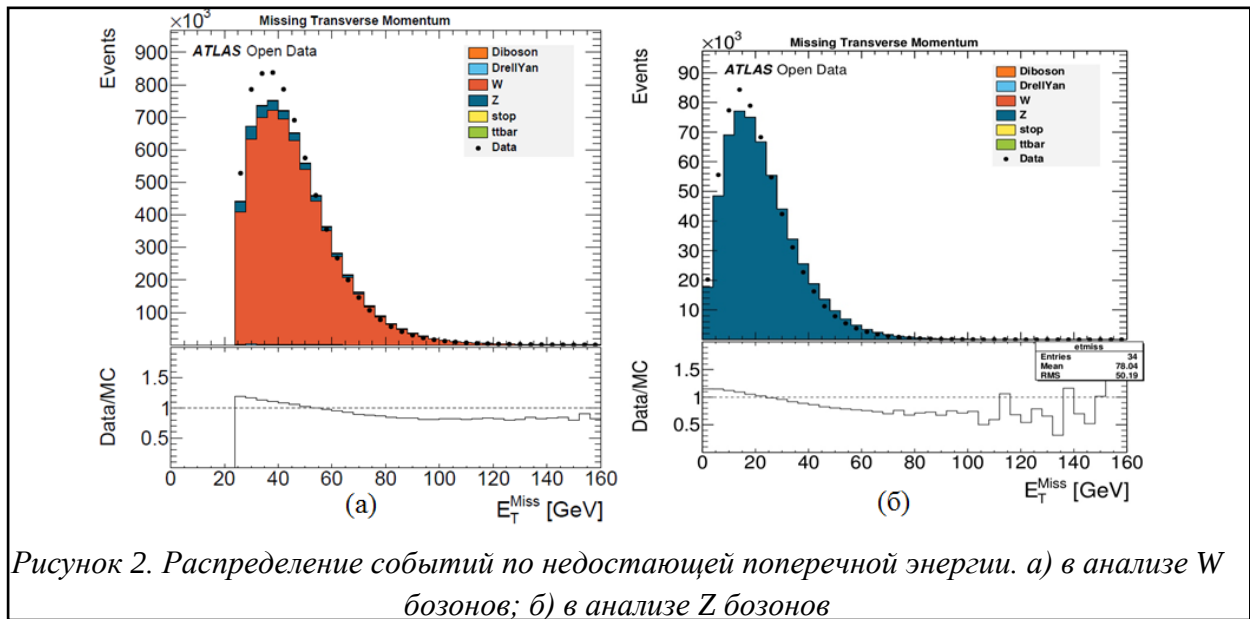


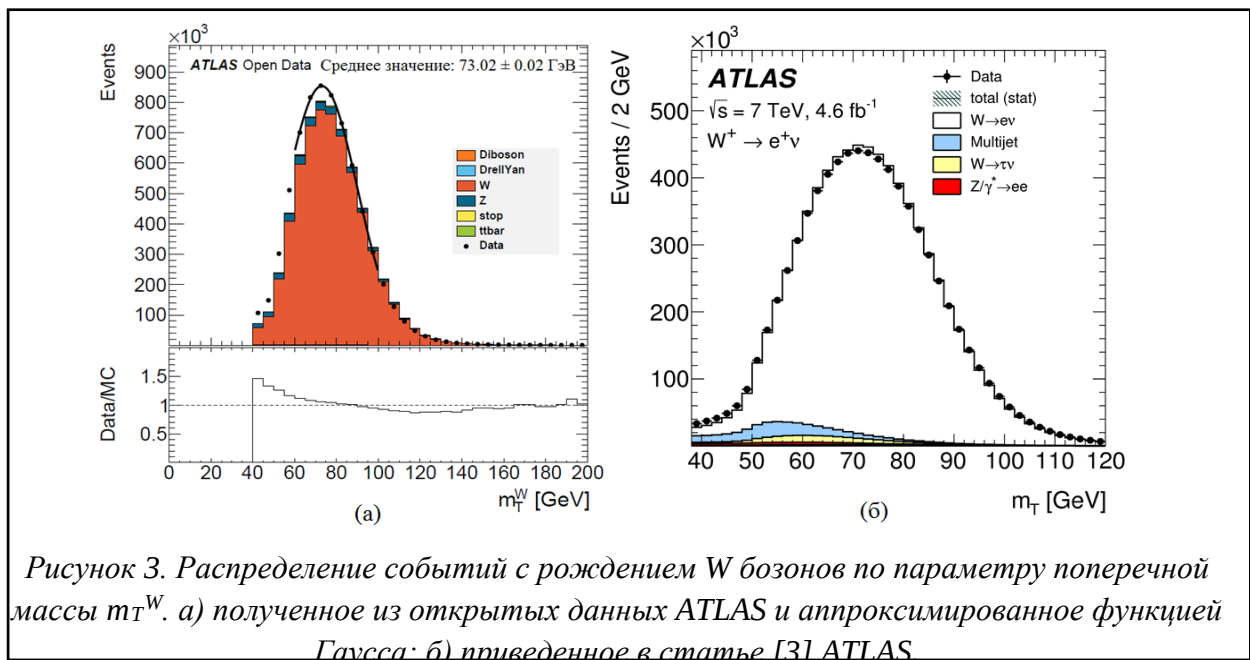
Рисунок 1. Распределение лептонов от распада W бозона по поперечному импульсу. а) для позитронов; б) для позитронов из статьи [3] ATLAS

В процессе анализа было построено распределение по недостающей поперечной энергии в событиях с рождением W бозона и его лептонным распадом.

Распределения по недостающей поперечной энергии (рис. 2) подвержено отсутствию вкладов КХД процессов, которые в основном влияют на область низкой E_T^{miss} . Это приводит к расхождению между модельными и реальными данными. Также для сравнения приведено распределения по недостающей поперечной энергии в событиях с распадом Z бозона. Можно увидеть, что значение величины E_T^{miss} в событиях с W бозоном превышает значение соответствующей величины в событиях с распадом Z бозона. Это различие объясняется наличием нейтрино в распаде W бозона. Отсутствие спектра для W бозона в интервале $E_T^{\text{miss}} < 30$ ГэВ обусловлено критериями отбора. Расхождения спектра реальных данных для Z бозона с модельными данными вызвано трудностями моделирования недостающей поперечной энергии в отсутствии нейтрино от жесткого рассеяния.



Как и распределение по недостающей поперечной энергии, распределение по поперечной массе W бозона, приведенное на рис. 3, страдает от отсутствия модельных КХД событий, имеющих вклад в области малых m_T^W . Приведено сравнение полученного распределения с распределением, построенным в ходе анализа, учитывающего вклад КХД. Можно заметить, что распределение, построенное посредством обсуждаемого анализа, имеет расхождение реальных данных с модельными в области малых величин m_T^W . Однако общий вид распределения согласуется с модельными расчетами.



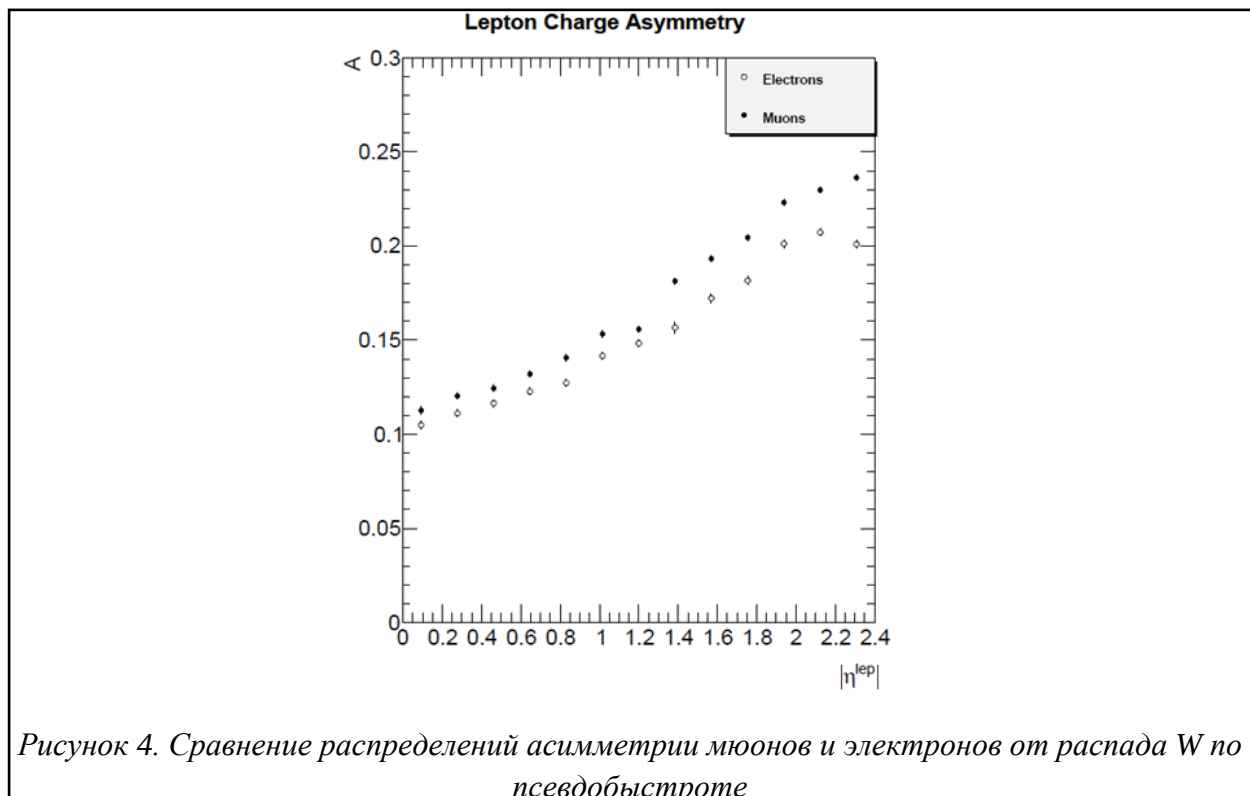
Была проведена процедура аппроксимации распределения по поперечной массе функцией Гаусса в области $60 < m_T^W < 100$ ГэВ для оценки средней величины поперечной массы W . Полученное среднее значение 73.02 ± 0.02 ГэВ близко к массе W бозона. Поперечная масса не может превышать реальную массу и равна ей только в случае совпадения

псевдобыстроты нейтрино и заряженного лептона от распада. Реальная масса вычисляется методом шаблонов.

Исследование зарядовой асимметрии лептонов-продуктов распада W бозонов на протон-протонных, протон-антипротонных и протон-электронных ускорителях является одним из источников информации о структурной функции протона. Асимметрия заряда W бозона в основном чувствительна к распределению валентных кварков и антикварков, так как доминирующим механизмом рождения является процесс $u\bar{d}(\bar{u}d) \rightarrow W^{+(-)}$.

Асимметрия вычисляется по формуле:

$$A_L(|\eta|) = \frac{\sigma_{W^+}(|\eta|) - \sigma_{W^-}(|\eta|)}{\sigma_{W^+}(|\eta|) + \sigma_{W^-}(|\eta|)}$$



В результате анализа были построены распределения зарядовой асимметрии для мюонов, электронов и суммы лептонов от распада W бозона. Полученные спектры демонстрируют хорошее согласие между собой. Небольшое различие между спектрами, полученными для электронов и мюонов и приведенными на рис. 4, вызвано возможными ошибками в четырех масштабных множителях – для e^+ , e^- , μ^+ и μ^- .

Спектр зарядовой асимметрии, построенный для суммы лептонов (электронов и мюонов) и приведенный на рис. 5, демонстрирует согласие с спектром, полученным при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ при интегральной светимости $L = 4.6$ фб $^{-1}$. Формы спектров схожи и значения асимметрии весьма близки, хотя и немного ниже (на 0.05 ед. или 22% максимум). Модельные данные и экспериментальные значения демонстрируют хорошую сходимость с

небольшим различием в области $|\eta| > 2$. Различие может быть вызвано более крупным отклонением в спектре для электронов.

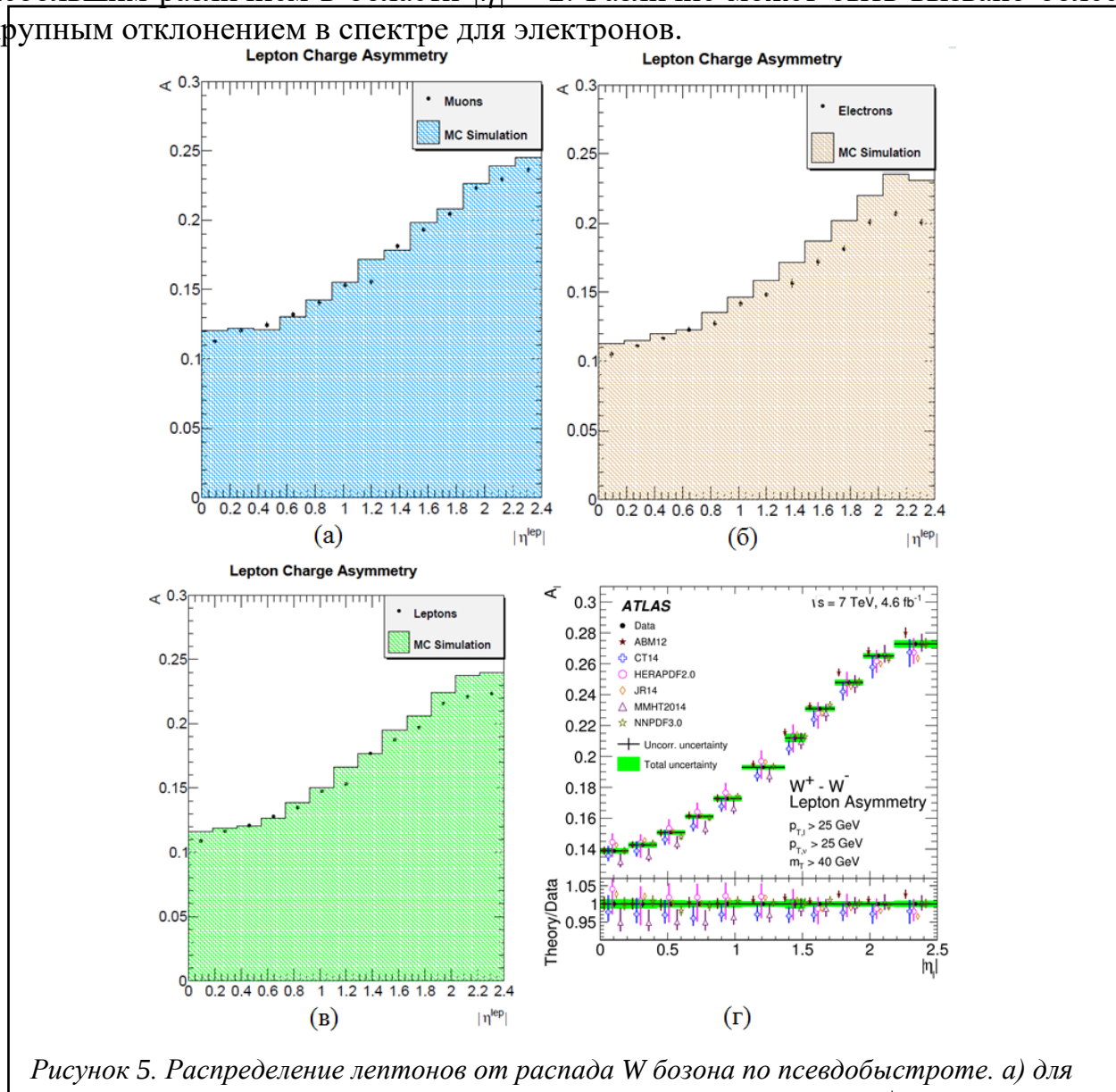


Рисунок 5. Распределение лептонов от распада W бозона по псевдобыстроте. а) для мюонов; б) для электронов; в) для всех лептонов; г) полученное для $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ [4].

Отличие полученного спектра, соответствующего энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$, от распределения асимметрии, полученного при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ коллаборацией ATLAS, объясняется расширением и смещением максимума спектра распределения лептонов по модулю псевдобыстроты. Такую тенденцию подтверждает сравнение результатов по асимметрии, полученных при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и $\sqrt{s} = 5 \text{ ТэВ}$ [4].

1. ATLAS OpenData Portal, URL: <http://opendata.atlas.cern/books/>
2. ATLAS Collaboration, "Review of the ATLAS Open Data Dataset", ATLAS Note, 2016. ATL-OREACH-PUB-2016-001
3. ATLAS Collaboration, "Precision measurement and interpretation of inclusive W^+ , W^- and Z/γ^* production cross sections with the ATLAS detector", 2016, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 367
4. ATLAS Collaboration, "Measurements of W and Z boson production in pp collisions at $\sqrt{s}=5.02 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector", 2018, Eur. Phys. J. C 79 (2019) 128

Анализ событий с рождением W , Z бозонов в соударениях протонов в открытых данных эксперимента ATLAS

А.А. Короткова¹

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

E-mail: korotkova.aa16@physics.msu.ru

Введение

Целью работы является анализ событий с рождением тяжелых векторных бозонов. Данная работа является продолжением исследований, начатых в работе «Рождение тяжелых векторных бозонов в pp соударениях в эксперименте ATLAS» [1]. Рассматриваются события с инклюзивным рождением одиночных W и Z бозонов при энергиях 8 и 13 ТэВ.

Данные и их моделирование

В 2016 году коллаборацией ATLAS был впервые представлен проект открытых данных ATLAS Open Data, позволяющий не участникам коллаборации работать с реальными данными, собранными в результате работы детектора. На начальной стадии проекта для анализа были доступны данные, зарегистрированные при энергии 8 ТэВ с интегральной светимостью 1 fb^{-1} [2]. В 2020 году проект получил развитие — в него были добавлены новые данные, зарегистрированные при энергии 13 ТэВ с интегральной светимостью 10 fb^{-1} [3].

Для анализа данных пользователю доступна для скачивания виртуальная машина с предустановленным программным пакетом ROOT для построения и анализа гистограмм. Примеры возможных вариантов обработки данных написаны на языках Python и C++ для 8 и 13 ТэВ, соответственно. Программное обеспечение, позволяющее обрабатывать данные детектора при 13 ТэВ, находится в стадии разработки. В дальнейшем будет предоставлена возможность анализа данных на обоих языках программирования. Данные при 8 ТэВ можно анализировать только при помощи виртуальной машины. Для данных, зарегистрированных при энергии 13 ТэВ, у пользователя есть два возможных пути анализа: с помощью виртуальной машины и в онлайн режиме.

Помимо экспериментальных данных, у пользователя есть доступ к событиям, смоделированным методом Монте Карло. Эти события представляют собой рассчитанные физические реакции, продукты которых проходят ту же систему регистрации и анализа, что и экспериментальные события. Это позволяет проводить детальное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими.

Критерии отбора событий для анализа

Стандартными анализами портала ATLAS Open Data являются анализы событий

с инклюзивным рождением одиночного W бозона и одиночного Z бозона. W , Z бозоны могут распадаться как по адронным, так и по лептонным каналам распада. Представленный проектом ATLAS Open Data анализ ориентирован на ре-

лизацию критериев отбора для лептонных мод распада: $W^{\pm} \rightarrow l^{\pm} \nu$ и $Z^0 \rightarrow l^{+} l^{-}$, где $l = e, \mu$. Стандартными критериями отбора лептона являются:

- Срабатывание единственного электронного или мюонного триггера;
- Первичная вершина имеет не менее 5 треков; Регистрация по крайней мере одного «хорошего» лептона с $p_T > 25 \text{ ГэВ}/c$;
- Псевдобыстрота лептона удовлетворяет требованию $|\eta_l| < 2.5$;
- Изолированность лептонов по импульсу и энергии: $ptcone30 < 0.15 \text{ ГэВ}/c$, $etcone20 < 0.15 \text{ ГэВ}$;
- Попадание события в список хороших запусков (GRL);
- Применение вето на события, содержащие плохие струи.

При поиске лептонных распадов W бозона применяются следующие дополнительные критерии отбора:

- Регистрация ровно одного «хорошего» лептона (электрона или мюона) с $p_T > 25 \text{ ГэВ}$;
- Недостающая энергия $E_T^{miss} > 30 \text{ ГэВ}$;
- Восстановленная поперечная масса W бозона $m_T^W > 30 \text{ ГэВ}$.

При поиске лептонных распадов Z бозона применяются следующие дополнительные критерии отбора:

- Регистрация ровно двух «хороших» лептонов с $p_T > 25 \text{ ГэВ}$;
- Лептоны имеют противоположный заряд;
- Лептоны принадлежат одному поколению;
- Разность масс лептонной пары одного поколения, но разного знака и Z бозона $|m_{ll} - m_Z| < 20 \text{ ГэВ}$.

Анализ событий с рождением Z бозона при энергии 8 ТэВ

В анализе событий с рождением Z бозона при энергии 8 ТэВ построено распределение инвариантной массы двух зарегистрированных лептонов (рис.1). Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с данными моделирования МК. На гистограмме виден отчетливый пик в области, соответствующий экспериментально установленной массе Z бозона. Полученные в ходе анализа значения инвариантных масс двух лептонов $m_{e^{+}e^{-}} = 89.93 \pm 0.01 \text{ ГэВ}$, $m_{\mu^{+}\mu^{-}} = 90.67 \pm 0.01 \text{ ГэВ}$ (рис.2) близки к точно

измеренному на LEP значению массы Z бозона: $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ ГэВ [4].

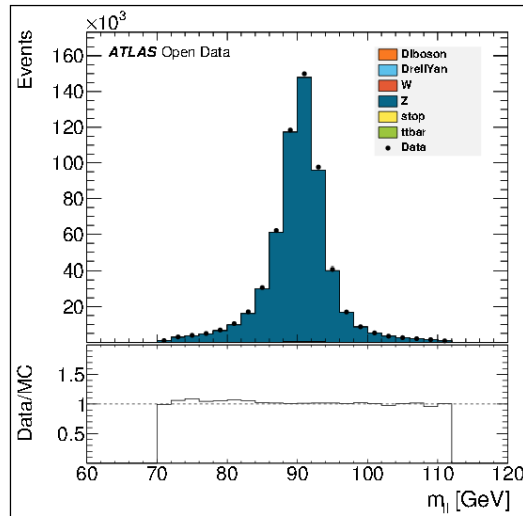


Рис. 1: Распределение лептонов, зарегистрированных в Z анализе, по инвариантной массе двух лептонов.

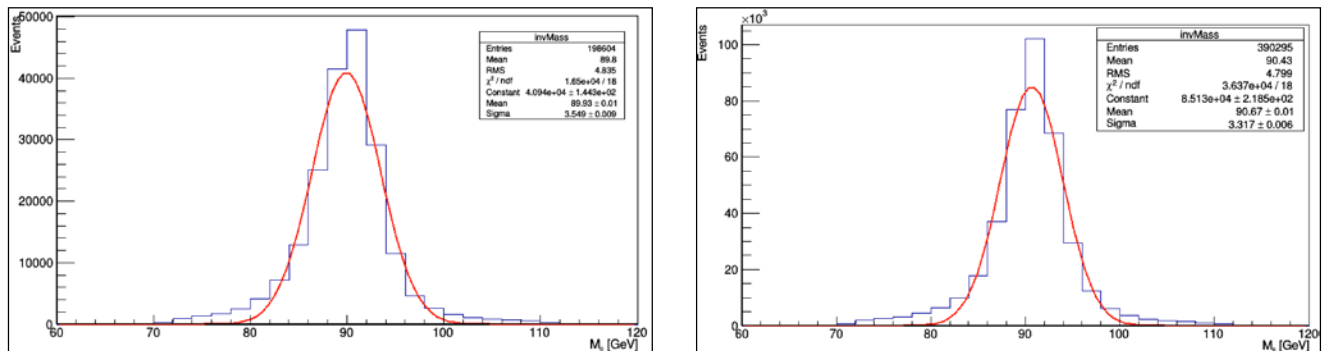


Рис. 2: Распределение событий с рождением Z бозона по инвариантной массе двух лептонов m_{ll} , полученное для электронов (слева) и мюонов (справа).

Анализ событий с рождением W бозона при энергии 8 ТэВ

В лептонных распадах W бозона присутствует нейтрино, которое не может быть зарегистрировано непосредственно в детекторе. Нейтрино регистрируется путем измерения дисбаланса поперечных энергии и импульса в событии, то есть потерянных энергии и импульса. Это распределение событий с лептоном, кандидатов на рождение W бозона, по потерянной энергии (рис.3).

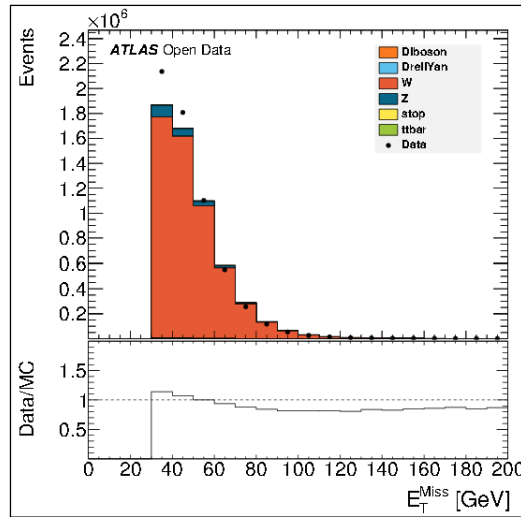


Рис. 3: Распределение лептонов, зарегистрированных в W анализе, по потерянной энергии E_T^{miss} .

На диаграмме виден порог, установленный для отбора событий с рождением W бозона и равный 30 ГэВ. Основные фоновые события происходят из событий с Z бозоном — один из лептонов распада не идентифицируется, оценивается его потерянная энергия.

На основе проведенного анализа можно построить распределения событий с рождением W бозона по поперечной массе m_T^W .

На рис. 4 показаны распределения событий с рождением W бозона по поперечной массе m_T^W , полученное при энергии 8 ТэВ, аппроксимированное функцией Гаусса для электронной и мюонной моды распада соответственно. Для определения поперечной массы W бозона можно воспользоваться следующей формулой: $m_T^W = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss} (1 - \cos(p_T^l, E_T^{miss}))}$.

Полученные средние значения поперечной массы W бозона составляют 77.17 ± 0.02 ГэВ для электронной моды распада W^- бозона, 76.80 ± 0.01 ГэВ для позитронной моды распада W^+ бозона, 78.46 ± 0.01 ГэВ для мюонной моды распада W^+ бозона, 79.01 ± 0.01 ГэВ для мюонной моды распада W^- бозона. Эти значения находятся в согласии между собой; все они меньше полной измеренной массы W бозона, но близки к ней. Современное мировое значение массы составляет 80379 ± 12 МэВ [5].

Анализ событий при энергии 13 ТэВ

В 2020 году у пользователей ATLAS Open Data появилась возможность анализировать данные, зарегистрированные при энергии 13 ТэВ. В работе был проведен анализ распределения лептонов по поперечному импульсу для событий с рождением W бозона при энергии 13 ТэВ (рис. 5).

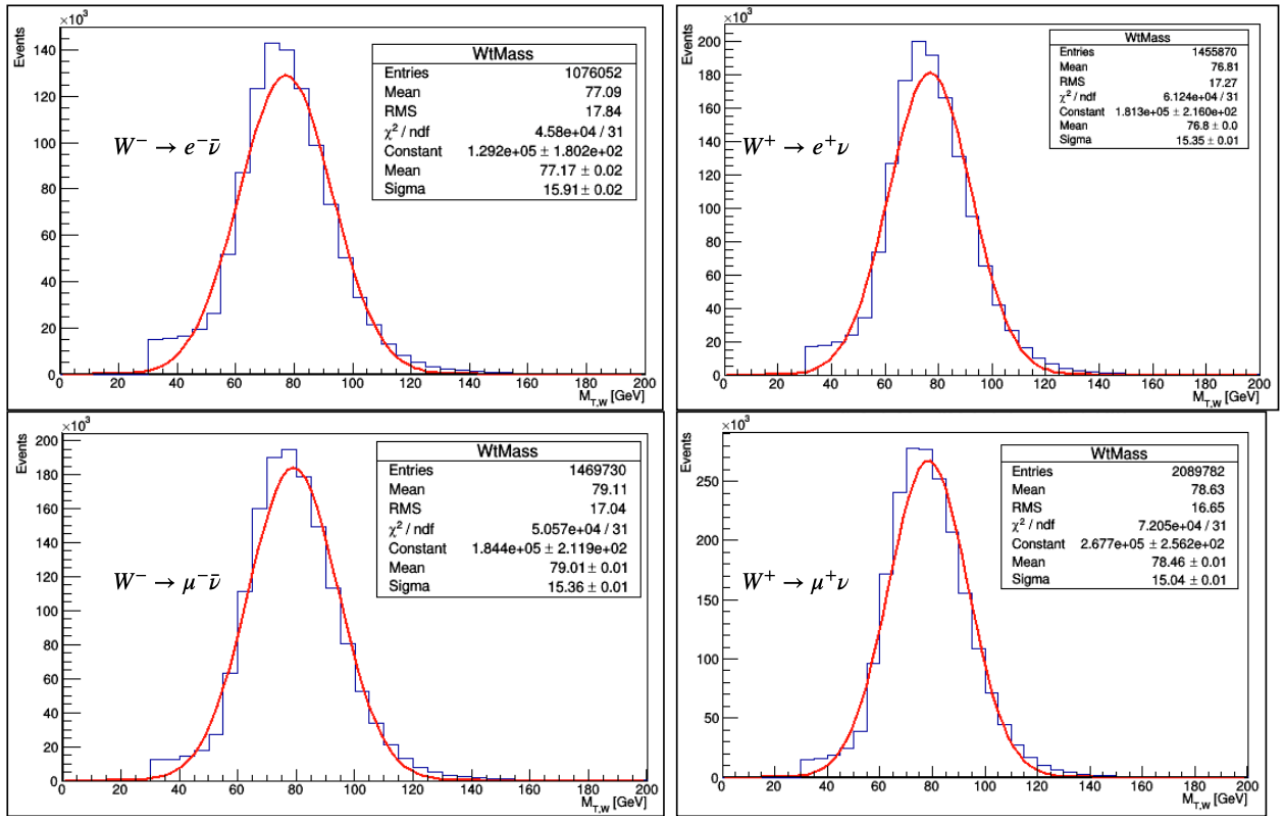


Рис. 4: Распределение лептонов, зарегистрированных в W анализе, по поперечной массе m_T^W , полученное для электронов (слева сверху), позитронов (справа сверху), отрицательно (слева снизу) и положительно заряженных мюонов (справа снизу).

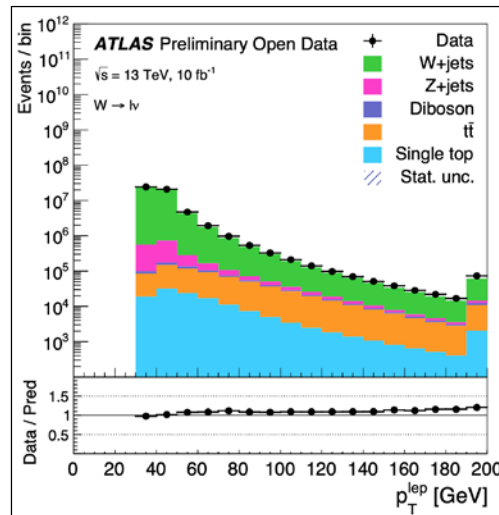


Рис. 5: Распределение лептонов, зарегистрированных в W анализе, по поперечному импульсу p_T при энергии 13 ТэВ.

Большая статистика при энергии 13 ТэВ позволяет учесть в анализе больше фоновых каналов. При увеличении энергии появляются заметные вклады от

дополнительных фоновых процессов Дрелла-Яна, процессов парного рождения векторных бозонов, а также от рождения пар топ-анти топ кварков. Открытые данные ATLAS при 13 ТэВ позволят более подробно исследовать характеристики процессов парного рождения векторных бозонов, парного и одиночного рождения топ кварков, рождения бозонов Хиггса.

Заключение

В работе проведен анализ открытых данных ATLAS при помощи портала ATLAS Open Data. Построены распределения лептонов, зарегистрированных в Z анализе, по инвариантной массе двух лептонов, распределение лептонов, зарегистрированных в W анализе, по потерянной энергии E_T^{miss} , распределение лептонов, зарегистрированных в W анализе, по поперечной массе m_T^W для различных мод распада, а также распределение лептонов, зарегистрированных в W анализе, по поперечному импульсу p_T при энергии 13 ТэВ. Проанализированы события с инклюзивным рождением одиночных тяжелых векторных бозонов $W^\pm, Z$ при энергии 8 ТэВ, а также события с рождением $W^\pm$ бозонов при энергии 13 ТэВ. Рассчитаны значения массы Z бозона для электронной и мюонной мод. Рассчитаны средние значения поперечной массы W бозона.

- [1]А.А. Короткова, Рождение тяжелых векторных бозонов в pp соударениях в эксперименте ATLAS, Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2020. № 2. 2020302
- [2]The ATLAS Collaboration, ATL-OREACH-PUB-2018-001
- [3] The ATLAS Collaboration, ATL-OREACH-PUB-2020-01
- [4]Tord Riemann, Study of the Z Boson at LEP, arXiv:hep-ph/9712435v1
- [5]M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update

АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ РАЗВИТИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

А.О. Хуцистова¹, А.А. Николаева³, В.В. Розанов^{1,2}, И.В. Матвейчук²,
А.П. Черняев^{1,4}

¹ *Московский государственный университет им.
М.В.Ломоносова, Москва;*

² *Всероссийский научно-исследовательский институт лекарственных и ароматических
растений, Москва;*

³ *Национальный медицинский исследовательский центр нейрохирургии им. акад. Н.Н.
Бурденко Минздрава РФ, Москва;*

⁴ *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва;*
E-mail: khutcistova.ao17@physics.msu.ru

Введение

Болезни и травматические повреждения костно-суставного аппарата вышли на четвертое по значимости место среди неинфекционных заболеваний, уступая только сердечно-сосудистым заболеваниям, онкологическим болезням и диабету. В настоящее время во многих мировых исследовательских центрах и тканевых банках особое внимание уделяется совершенствованию технологий изготовления костных имплантатов из аллотканей, созданию современных пластических материалов [1, 2]. Важнейшая задача состоит в обеспечении стерильности, исключающей возможность заражения персонала тканевого банка и будущих реципиентов. Среди причин, препятствующих дальнейшему развитию основных методов стерилизации биоматериалов, выделяется наличие ограничений, связанных с применением каждого из существующих способов в отдельности.

Последние работы показывают, что необходимый результат может быть достигнут благодаря использованию комбинированных методик стерилизации, основанных на сочетании воздействий на стерилизуемый пластический материал физических и химических факторов.

Комбинированные методики стерилизации

Сложность практического решения проблемы достижения необходимого уровня стерильности имплантатов связана с тем, что любое стерилизующее воздействие способно вызвать определенные изменения свойств и характеристик биологических тканей, что может негативно сказаться на возможности их дальнейшего использования как пластического материала. Это относится как к изменению архитектоники образцов, так и к денатурации белковых структур биоимплантатов [3-8].

Сравнительная оценка параметров и характеристик различных методик стерилизации биоимплантатов определяет преимущественное использование технологии радиационной стерилизации [9]. Но при ее применении возникает следующая дилемма – повышение дозы облучения усиливает стерилизационный эффект радиационной обработки, но в то же время способствует многочисленным морфологическим изменениям тканей и ухудшению их механических характеристик.

Главными ограничениями основных методов стерилизации биоимплантатов являются прохождение процедуры лишь в один этап и физическая или химическая однородность используемых при процессе стерилизации средств. В качестве возможного выхода из этой ситуации был предложен способ стерилизации образцов в два этапа. На первом этапе проводили химическую обработку костных фрагментов в растворе семидесятипроцентного этанола (15% по массе), димексида (10%) и тимола (0,25%) в дистиллированной воде в течение суток при температуре 7°C. Затем трансплантаты извлекали, проводили дегидратацию, герметично упаковывали в стерильную тару и помещали в морозильную камеру, где хранили при температуре -70 °C. На втором этапе замороженные трансплантаты подвергали радиационной обработке гамма- квантами от источника ^{60}Co и снова помещали в морозильную камеру до момента клинического применения. При этом достаточный результат стерилизации был получен при дозе радиационного облучения в 12 кГр. Такая дозовая нагрузка не оказывала отрицательного действия на эффективность репаративного остеогенеза пластического материала. По итогу эксперимента были получены существенное снижение уровня радиоактивного облучения (с 2,5 до 1,2 Мрад) и усиление стерилизующей активности способа за счет комбинированного использования гамма-лучей и антисептических средств химического происхождения [8]. Тем не менее, и это техническое решение имеет существенные недостатки, такие как необходимость тщательного высушивания образца вследствие присутствия в растворе воды, а также учет температурных режимов в процессе радиационной обработки и в ходе роста и инкубации бактерий, что влияет на эффективность стерилизующего действия излучения.

Таким образом, описанный выше метод является довольно трудоёмким и имеет технологические недостатки [9]. Но их возможно преодолеть путем замены на первом этапе обработки раствора на озono-кислородную смесь, преимущества которой указаны в таблице. Кроме того, многочисленные исследования позволяют констатировать, что озон обладает сильно выраженными фунгицидными, бактерицидными, вирицидными свойствами.

Сочетание радиационного и озонowego воздействия в процессе стерилизации костных имплантатов

В качестве экспериментального материала в проведенных исследованиях были использованы образцы костной ткани быка. Из нативной компактной костной ткани были вырезаны образцы прямоугольной формы с размерами $18 \times 8 \times 6$ мм. До стерилизации образцы были контаминированы смешанной микрофлорой. Контрольный образец не подвергался никакой обработке. Часть образцов подвергалась либо только радиационному воздействию, либо только озоновой обработке, либо воздействию обоих видов. Образцы облучали пучком ускоренных электронов, получаемых от промышленного ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ, разработанного на базе НИИЯФ имени М.В. Ломоносова. Полную стерильность на обеих культуральных средах через 14 суток эксперимента продемонстрировали только образцы, подвергавшиеся комбинированному воздействию – последовательной обработке озono-кислородной смесью с концентрацией 6–8 мг/л в течение 10–20 минут и последующему радиационному облучению с величинами поглощенных доз 11, 15 и 27 кГр [10].

Для того чтобы оценить поглощенную дозу непосредственно в образце костного имплантата, было необходимо определить коэффициент пересчета дозы, измеренной с помощью пленки, в дозу в образце, значение которого получилось равным $K=0,236$, также были пересчитаны полученные в эксперименте значения средней по образцу дозы по формуле (1) [11].

В качестве образца были использованы материалы из библиотеки GEANT4 для кортикальной кости. Построен график глубинного распределения дозы в кости (рис. 1).

Таким образом, проведенные эксперименты позволили установить, что именно комбинированное использование обеспечивает надежную стерилизацию при последовательной обработке озono-кислородной смесью и последующим радиационным облучением с величиной поглощенной дозы, начиная с 11 кГр. При использовании предлагаемого комбинированного способа стерилизации достигается значительное уменьшение уровня исходной обсемененности стерилизуемых образцов и их резистентности к радиационному воздействию, что и позволяет обеспечить достижение требуемой стерильности [6].

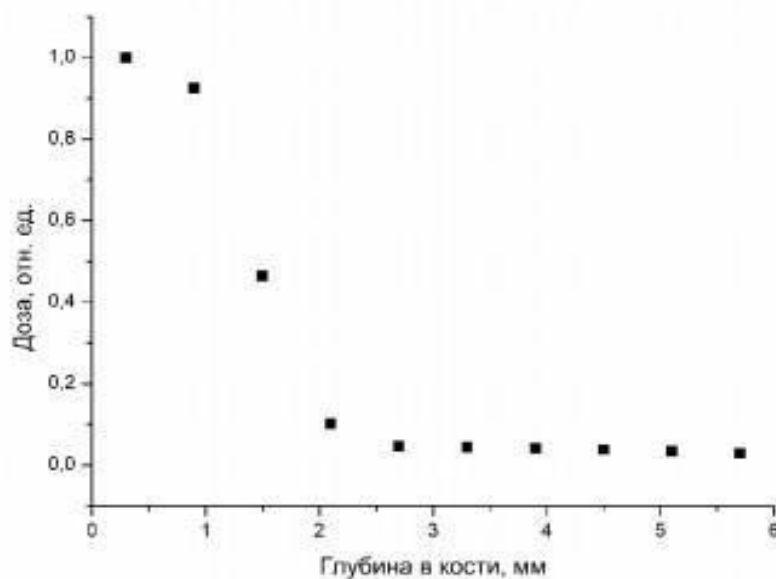


Рис. 1. График глубинного распределения дозы в кости

Виды воздействий на этапе радиационной обработки

Гамма-излучение является наиболее популярной формой радиационной стерилизации. Источниками излучения служат , используемый в выше описанном эксперименте, и, в меньшей степени, . Такое излучение может быть использовано при стерилизации продуктов, находящихся в разных агрегатных состояниях, веществ с переменной плотностью, объектов различного размера и формы, гомогенных или гетерогенных систем при любой температуре и любом давлении, и имеет значительное преимущество перед остальными — высокую эффективность и большую проникающую способность [12]. В то же время использование гамма-квантов имеет свои недостатки: применение непрерывно излучающих во всех направлениях изотопных источников, большое время стерилизационной обработки, трудности с точным определением сообщаемой дозы. Однако существуют и другие технологии облучения ионизирующим излучением, например, использующие пучки быстрых электронов. При этом имеется целый ряд преимуществ по сравнению с гаммаизлучением: значительно меньшее время экспозиции, возможности регистрирования дозы и прекращения излучения в конце производственного цикла, обеспечение большей производительности. Но применение данного воздействия требует значительных энергетических затрат и наличия дорогостоящего ускорительного оборудования. Вместе с тем, в последние десятилетия по мере развития ускорительных технологий эта методика стерилизации становится все более конкурентоспособной. В качестве источника при рентгеновской стерилизации могут быть использованы промышленные рентгеновские трубки с рабочим напряжением 30–50 кВ. Следует отметить, что существуют примеры использования для стерилизации тормозного излучения промышленных

ускорителей электронов с энергией от 5–7 МэВ. Первые коммерческие установки для рентгеновской стерилизации медицинских изделий появились в 2010 году. Такая технология объединяет в себе характеристики гаммаизлучения и пучков быстрых электронов: высокая проникающая способность, низкая мощность дозы и продолжительная экспозиция, как у гамма-квантов, возможность отключения и отсутствие излучения по завершении производственного процесса, как у электронов. Высокопроникающие рентгеновские лучи также позволяют обрабатывать продукты непосредственно на поддонах с высокой однородностью дозы. Технология характеризуется средней стоимостью эксплуатационных затрат [12].

Заключение

Описанный эффективный и инновационный подход к комбинированной стерилизации показал, что данная методика позволяет обеспечить стерильность при значительном снижении величины дозы от радиационной обработки и избежать ухудшения остеоиндуктивных свойств образца.

1. И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, Ю.И. Денисов-Никольский. Сравнительная структурнофункциональная характеристика костных алло- и ксеноимплантатов // Технологии живых систем, 2013. Т. 10. № 8. С. 25–30.
2. Ю.И. Денисов-Никольский, И.В. Матвейчук, В.В. Розанов. Инновационные подходы к структурно-функциональному анализу костной ткани для решения фундаментальных и прикладных задач в биоимплантологии и биоматериаловедении // Вопросы биологической, медицинской и фармацевтической химии, 2012. № 1. С. 223–228.
3. Singh R, Singh D, Singh A. Radiation sterilization of tissue allografts: A review. World J Radiol. 2016;8(4):355–69. doi: 10.4329/wjr. v8.i4.355.
4. В.И. Пантелеев, В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, М.В. Лекишвили, Н.Н. Сысоев, С.А. Шутеев, С.В. Альков, Т.М. Андреева. Медицинские озоновые технологии. Новые задачи, возможности, оборудование. Биомедицинская радиоэлектроника. 2013;(2):3–11.
5. И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, В.И. Пантелеев, Л.М. Агалакова, И.А. Кирилова. Е такие Инновационные подходы к совершенствованию процесса стерилизации для решения задач биоимплантологии. Вопросы биологической, медицинской и фармацевтической химии. 2013;(11):92–8
6. А.С. Алимов, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщegovская, С.М. Варзарь, С.Н. Еланский, Б.С. Ишханов, Ю.Ю. Литвинов, И.В. Матвейчук, А.А. Николаева, В.В. Розанов, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев, В.И. Шведун, Д.С. Юров. Применение пучков ускоренных электронов для радиационной обработки продуктов питания

- и биоматериалов. Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2017;81(6):819–23.
7. В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, М.В. Лекишвили, Ю.Ю. Литвинов, Т.М. Андреева, А.А. Николаева. Инновационные подходы к стерилизации костных имплантатов. Технологии живых систем. 2015;12(4):74–6.
 8. А.А. Булатов, В.И. Савельев., Ю.А. Рыков. Комбинированный способ стерилизации костных трансплантатов (Патент РФ № 2356224, 27.05.2009)
 9. 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
 10. И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, И.К. Гордонова, З.К. Никитина, Н.И. Сидельников, Ю.Ю. Литвинов, А.А. Николаева, А.П. Черняев, И.В. Пантелеев. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов // Патент РФ №2630464 от 08.09.2017 г
 11. В.В. Розанов, А.А. Николаева, А.В. Белоусов, Д.С. Юров, А.П. Черняев, И.В. Матвейчук. Сочетание радиационного и озонового воздействия в процессе стерилизации костных имплантатов // “Медицинская физика” 2019, № 4.
 12. В. В. Розанов, И. В. Матвейчук, А. П. Черняев, Н. А. Николаева, С. А. Краснов. Современное состояние и направления дальнейшего развития высокотехнологичных методов радиационной стерилизации // Известия РАН. Серия физическая, 2020, том 84, № 4, с. 521–524

ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ВЫХОДЫ ИЗОТОПОВ $^{180\div 190}\text{tb}$ в r-процессе

В.В. Негребетский¹, К.А. Стопани²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики;

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

E-mail: negrebetckii.vv16@physics.msu.ru

По современным представлениям образование подавляющего числа тяжелых изотопов во Вселенной происходит за счет звездного r-процесса. Из-за экстремальных условий протекания r-процесса, достигающихся, например, при взрыве сверхновых или столкновении черных дыр и нейтронных звезд, возможности исследования этого механизма ограничиваются компьютерным моделированием. Рассчитывать приходится не только эволюцию звездной ядерной системы в условиях взрывного нуклеосинтеза, но и большинство входных параметров, важнейшими из которых являются сечения ядерных реакций.

На основе сечений вычисляются скорости реакций в системе при заданном состоянии звездного вещества, а скорости, в свою очередь, непосредственно входят в уравнения, к которым сводится задача моделирования r-процесса. Астрофизические ядерные реакции протекают по большей части на возбужденных состояниях ядер и, кроме того, задействуют экзотические изотопы. В частности, r-процесс протекает в области сильно нейтроноизбыточных ядер, для которых практически отсутствуют экспериментальные данные. В этой связи растет важность точного теоретического предсказания сечений реакций нуклеосинтеза для исследования звездного r-процесса.

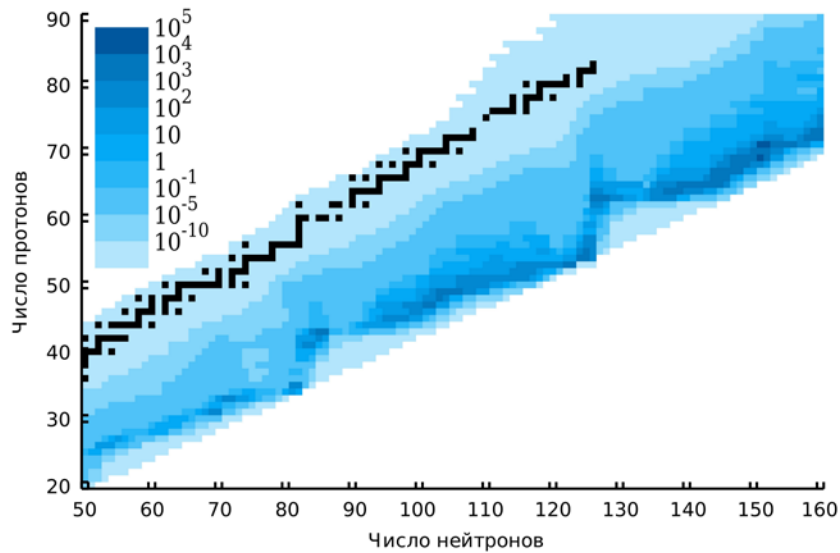


Figure 1: Суммарные выходы изотопов, затронутых r -процессом, результаты расчета SkyNet. Черным отмечены стабильные ядра

В настоящей работе исследуется влияние неопределенностей входных данных моделирования r -процесса, связанных с расчетом сечений реакций нейтронного захвата на нейтроноизбыточных изотопах тербия, на конечные массовые распределения продуктов нуклеосинтеза. Для этого нами был проведен расчет r -процесса в приближении канонической модели [1] при помощи библиотеки астрофизического моделирования SkyNet [2]. На основе полученных данных был выделен ряд изотопов $^{180\div 190}\text{Tb}$, реакции (n,γ) на которых должны быть наиболее чувствительны к вариации скоростей. Отбор осуществлялся путем анализа суммарных выходов для каждого задействованного в r -процессе изотопа (рис. 1).

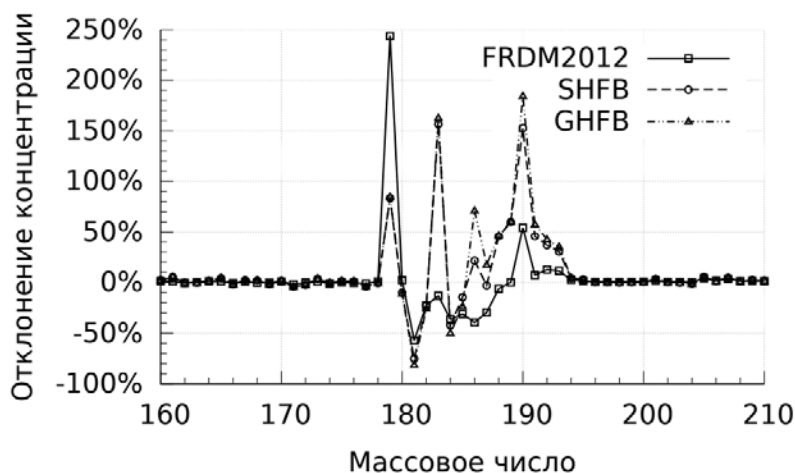


Рис. 2: Изменения концентраций продуктов r -процесса при подстановке скоростей реакции (n,γ) на ядрах $^{180\div 190}\text{Tb}$, полученных с различными таблицами масс ядер при TALYS

Для отобранных изотопов при помощи статистической модели TALYS [3]

были получены сечения и скорости реакции (n,γ). При этом использовались различные наборы входных параметров расчета, в частности варьировались таблица масс ядер и модель плотности энергетических уровней. Были отмечены существенные количественные и качественные различия между величинами, полученными при различных параметризациях TALYS, данными другой статистической модели NON-SMOKER [4] и библиотеки скоростей астрофизических реакций REACLIB [5].

Моделирование γ -процесса с подстановкой вычисленных в различных параметризациях скоростей реакций (n,γ) на ядрах $^{180\div 190}\text{Tb}$ дали существенные вариации продуктов γ -процесса, вплоть до 250% при изменении скоростей реакции нейтронного захвата сразу на всех отобранных изотопах (рис. 1).

Полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о значительной неопределенности, вносимой используемыми параметрами моделей ядерных реакций в результаты расчета γ -процесса. Минимизировать эти ошибки возможно лишь посредством уточнения существующих моделей ядерных реакций, особенно в области экзотических ядер, не наблюдающихся в лаборатории, однако играющих большую роль в звездных ядерных системах.

1. R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson et al, ApJ, 2010, 189, 240.
2. J. Lippuner, L.F. Roberts, ApJS, 2017, 233, 1.
3. A.J. Koning, D. Rochman, J. Sublet et al, Nucl. D. Sheets, 2019, 155, 1.
4. T. Rauscher, F.-K. Thielemann, ADNDT, 2001, 79, 47.
5. M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi, Phys. Rep, 2007, 450, 97.

ХАРАКТЕРИСТИКИ Z БОЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 8 ТЭВ

И.С. Дьячков

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

E-mail: dyachkov.is15@physics.msu.ru

В работе приведены результаты анализа событий протонных соударений при энергии 8 ТэВ, зарегистрированных в детекторе ATLAS в 2012г. Данные, использованные в анализе, соответствуют интегральной светимости 1 фб^{-1} и предоставлены коллаборацией ATLAS для открытого доступа в 2016 г. с целью освоения методики их обработки [1]. Экспериментальные данные сопровождаются соответствующими им наборами событий ряда процессов, моделированных методом Монте-Карло.

Анализ проводится на базе операционной системы Linux с использованием программного пакета ROOT [2]. Экспериментальные данные о событиях представлены в формате, упрощенном по сравнению с полномасштабной обработкой, в форме `ntuple` с целью сокращения времени обработки данных и облегчения подготовки программных кодов.

Обработка данных производилась следующим образом. В первую очередь на имеющиеся события накладывается набор требований, выделяющих хорошие события:

- Сработал один мюонный или электронный триггер
- Событие находится в Good Run List (GRL)
- Первичная вершина имеет не менее 5 треков
- Зафиксирован по крайней мере один хороший лептон с $p_T > 25 \text{ GeV}$
- Лептоны должны быть изолированы ($\text{ptcone30} \ \& \ \text{etcone20} < 0.15$)
- Исключены события с плохими струями

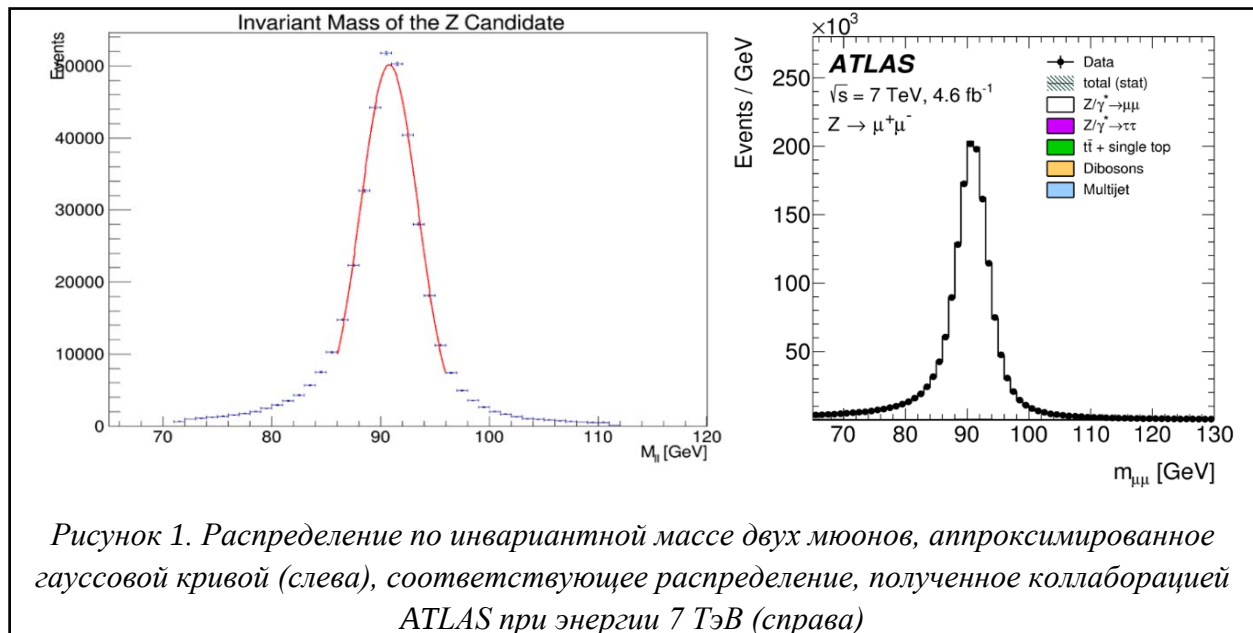
После отбора по этим критериям остаются события, относящиеся к различным процессам. Для изучения конкретных объектов необходимо наложить определённые требования, которые позволили бы в соответствии с физикой процесса выделить его из фона. Надёжнее всего Z бозоны детектируются по распадам на пару лептон-антилептон. Чтобы выделить их, накладываются следующие требования:

- Только два хороших лептона с $p_T > 25 \text{ GeV}$
- Лептоны имеют противоположные заряды
- Лептоны имеют одинаковый аромат
- Близость инвариантной массы лептонов к массе Z бозона $|m_{ll} - m_Z| < 20 \text{ GeV}$

После применения этих условий события с Z бозонами хорошо выделяются из фона. Были построены распределения по различным переменным. Чтобы более подробно изучать те или иные процессы, можно накладывать дополнительные требования. Так, можно ограничивать

рассматриваемые области по псевдобыстроте, отделять электроны от мюонов, рассматривать события с заданным числом струй и т. д.

Для анализа массы Z бозона были отобраны события с распадом Z бозона на два мюона. Это позволяет уменьшить ошибки от возможных вкладов, возникающих от событий, которые ошибочно идентифицировались как распад Z на два электрона. При помощи средств ROOT пик распределения был аппроксимирован гауссовой кривой. Было получено значение массы в максимуме $M_Z = 90,789 \pm 0,005 \text{ ГэВ}$. Указанная погрешность имеет чисто статистический характер, систематическая погрешность, связанная с особенностями регистрации процесса не учитывалась. Полученные результаты близки к современным данным о массе Z бозона $M_Z = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ ГэВ}$.



Важную информацию содержат угловые распределения лептонов в распадах Z бозонов. Дифференциальное сечение Z бозонов представимо в виде девяти гармонических полиномов с некоторыми коэффициентами[3]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dp_T^Z dy^Z dm^Z d\cos\theta d\varphi} = \\ = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z dy^Z dm^Z} \left\{ (1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3\cos^2\theta) \right. \\ + A_1 \sin 2\theta \cos \varphi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi + A_3 \sin \theta \cos \varphi + A_4 \cos \theta \\ \left. + A_5 \sin^2\theta \sin 2\varphi + A_6 \sin 2\theta \sin \varphi + A_7 \sin \theta \sin \varphi \right\}. \end{aligned}$$

Угловые коэффициенты $A_0 - A_7$ являются функциями кинематических переменных Z бозона. Они представляют собой отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению. Согласно теоретическим предсказаниям коэффициенты $A_5 - A_7$ должны быть близки к нулю. Ожидается, что коэффициенты A_0 и A_2 растут с увеличением поперечного импульса Z бозона, выходя на насыщение при

высоких значениях поперечного импульса. Измерение всех угловых коэффициентов позволило бы провести проверку расчётов КХД для динамики рождения Z бозона. Эта задача является актуальной и требует дополнительного исследования.

В данной работе изучается угловой коэффициент A_4 . Он связан с явлением асимметрии вперёд-назад разлёта лептонов от распадов Z бозона. Дифференциальное сечение по косинусу полярного угла может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \left\{ \frac{3}{8} A(1 + \cos^2\theta) + B \cos\theta \right\}.$$

Видна непосредственная связь коэффициентов A и B с угловым коэффициентом A_4 . Второй член в этой формуле и отвечает за появление асимметрии вперёд-назад.

Зависимость угловых коэффициентов от поперечного импульса и быстроты определяется выбором оси z в системе покоя Z бозона. В данной работе используется система Коллинза-Сопера. Ось z в этой системе выбирается так, чтобы она имела равные углы с направлениями импульсов протонов. Положительное направление совпадает с направлением вылета Z бозона в лабораторной системе. Ось y направлена перпендикулярно плоскости импульсов протонов, а ось x выбирается так, чтобы завершить правостороннюю систему векторов. Полярный и азимутальный угол определяются для отрицательно заряженного лептона.

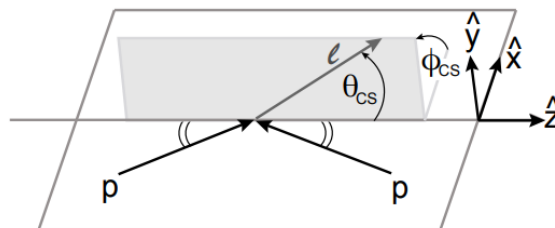


Рисунок 2. Схема, иллюстрирующая систему покоя Коллинза-Сопера

В этой системе события классифицируются как «передние» (forward), если $\cos\theta_{CS}^* > 0$. События, при которых $\cos\theta_{CS}^* < 0$, определяются в этой системе, как «задние» (backward). Из различия этих событий строится асимметрия вперёд-назад. Она определяется следующей формулой:

$$A_{FB} = \frac{N_{\cos\theta_{CS}^* \geq 0} - N_{\cos\theta_{CS}^* < 0}}{N_{\cos\theta_{CS}^* \geq 0} + N_{\cos\theta_{CS}^* < 0}}.$$

В данной работе для построения асимметрии вперёд-назад были введены новые переменные и ограничения на них. Так, косинус угла в системе Коллинза-Сопера определяется по следующим формулам[4]:

$$\cos\theta_{CS}^* = \frac{p_{Z,l}}{|p_{Z,l}|} \frac{2(p_1^+ p_2^- - p_1^- p_2^+)}{m_{ll} \sqrt{m_{ll}^2 + p_{T, ll}^2}}; p_i^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_i \pm p_{Z,i}).$$

Здесь E_i и $p_{Z,i}$ – энергия и продольный импульс лептона и антилептона для $i=1,2$ соответственно, а $p_{Z, ll}$ и $p_{T, ll}$ – продольный и поперечный импульсы системы двух лептонов. В рассмотренном далее частном случае распада на мюоны формулу можно упростить.

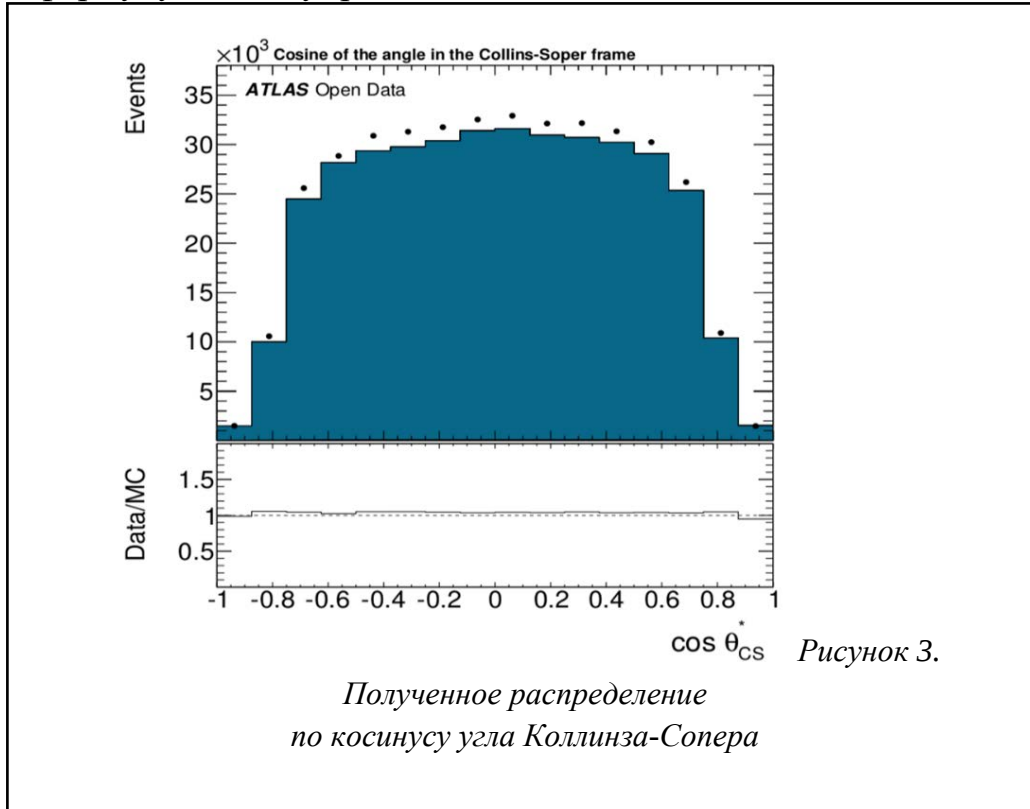


Рисунок 3.

На основании этих формул было построено распределение событий по косинусу угла в системе Коллинза-Сопера. Оно представлено на рисунке 3. Небольшие различия между данными и расчётами Монте-Карло объясняются тем, что при моделировании не учитываются КХД процессы, связанные с множественным рождением струй.

Для сравнения с данными, представленными коллаборацией ATLAS этот график построен в логарифмической шкале. Их сравнение представлено на рисунке 4. Между этими распределениями наблюдается хорошее согласие.

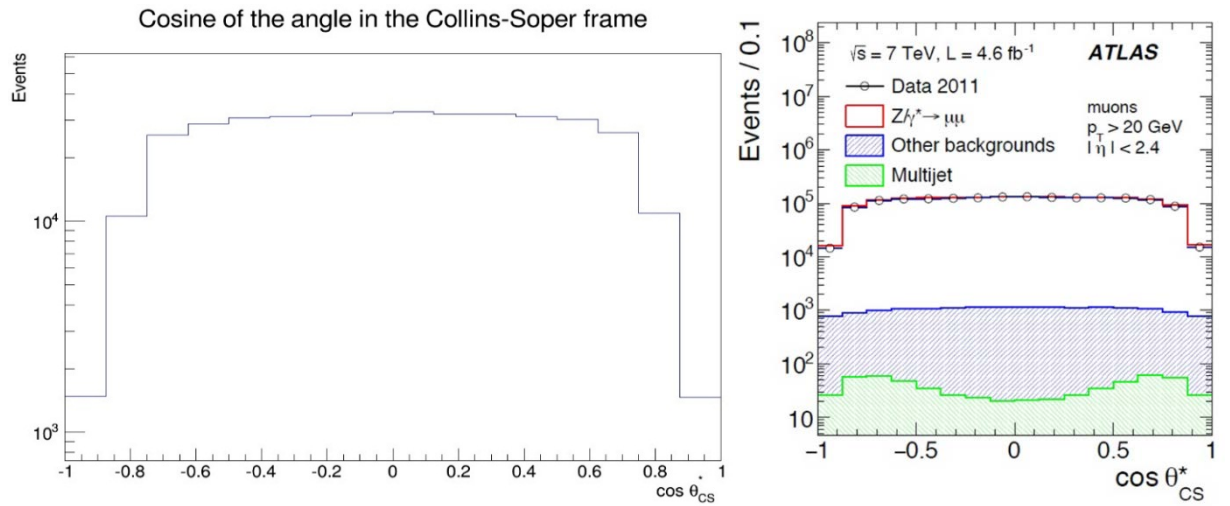


Рисунок 4. Полученное распределение по косинусу угла Коллинза-Сопера (слева), распределение, полученное коллаборацией ATLAS при энергии 7 ТэВ (справа)

Затем были наложены ограничения на значения косинуса угла и таким образом отобраны «передние» и «задние» события, и построено распределение коэффициентов асимметрии вперёд-назад A_{FB} в зависимости от инвариантной массы двух мюонов M_{ll} . Полученный результат можно сравнить с представленным в статье коллаборации ATLAS. Основные закономерности выполняются: порядок величин асимметрии, возрастающий характер при увеличении инвариантной массы двух мюонов M_{ll} . Возможные отклонения и большие погрешности можно объяснить недостаточной статистикой и упрощёнными алгоритмами расчётов погрешностей в данной работе.

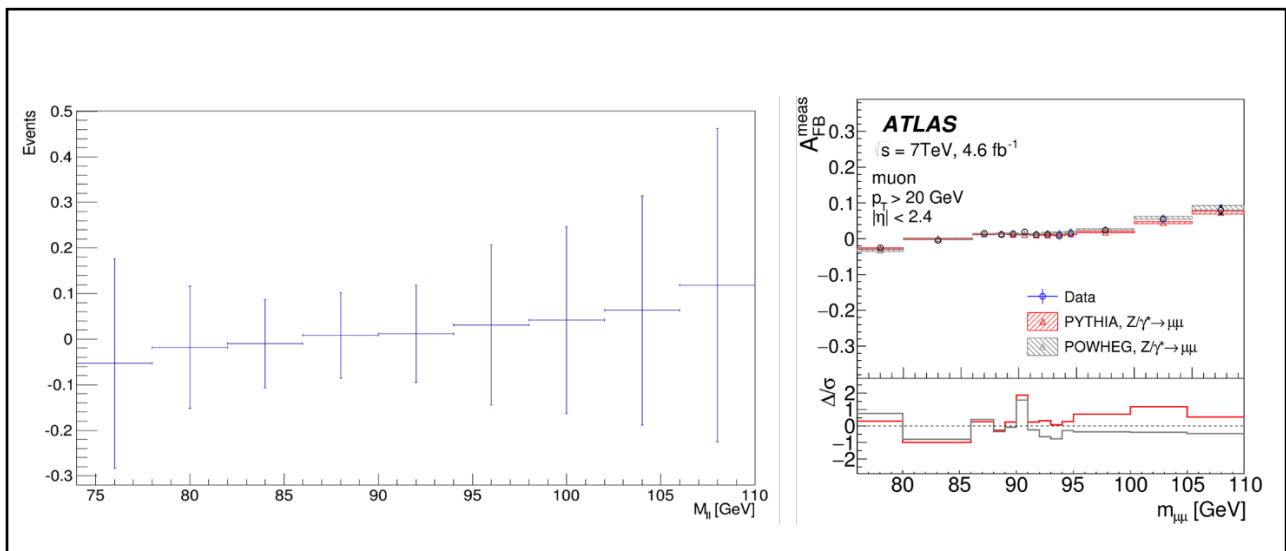


Рисунок 5. Результаты расчета асимметрии A_{FB} для Z бозонов в pp взаимодействиях при 8 ТэВ (слева), данные эксперимента ATLAS при энергии 7 ТэВ (справа)

Полученные значения коэффициента асимметрии вперёд-назад связаны с угловым коэффициентом A_4 соотношением $A_{FB} = \frac{3}{8}A_4$. При помощи этого распределения можно определить значение $\sin^2\theta_W$ ещё одним способом. Для этого строятся теоретические распределения при различных значениях угла Вайнберга и выбирают то, которое подходит лучше всего. В исследовании, опубликованном коллаборацией ATLAS, таким образом было получено значение $\sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2308 \pm 0.0005(\text{stat.}) \pm 0.0006(\text{syst.}) \pm 0.0009(\text{PDF})$.

1. ATLAS Collaboration. “Review of the ATLAS Open Data Dataset”, ATLAS Note, 2016. ATL-OREACH-PUB-2016-001
2. R.Brun and F.Rademakers, ROOT: An object oriented data analysis framework, Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997) 81.;
3. ATLAS Collaboration, “Measurement of the angular coefficients in Z-boson events using electron and muon pairs from data taken at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector”, JHEP08(2016)159
4. ATLAS Collaboration, “Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, JHEP09(2015)049

Характеристики топ-кварков в pp-соударениях в эксперименте ATLAS

Н.М. Артемьева

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

artemeva.nm16@physics.msu.ru

Топ-кварк – самая тяжелая фундаментальная частица Стандартной Модели, которая была открыта в 1995 году на протон-антипротонном коллайдере Тэватрон, что окончательно сформировало три кварковых поколения [1]. Т-кварк уникален во многих аспектах и является одним из наиболее интересных объектов среди элементарных частиц. В отличие от остальных кварков, топ-кварк распадается настолько быстро ($t_{\tau} \sim 10^{-25} \text{с}$), что не успевает адронизоваться, что, в свою очередь, дает возможность изучать «голый» кварк, свойства которого не скрыты эффектами адронизации. [2]

Топ-кварк распадается посредством электрослабого взаимодействия на W-бозон и кварк. W-бозон, в свою очередь, распадается на адронные струи или лептоны. Поэтому, распады пар топ-кварков классифицируются следующим образом:

- 1) Адронная или струйная мода (оба W распадаются по струйному каналу $W \rightarrow qq$);
- 2) Лептон-струйная мода (один из W распадается по лептонному каналу $W \rightarrow l\nu$, а второй – по адронному каналу);
- 3) Лептонная мода (оба W распадаются по лептонному каналу $W \rightarrow l\nu$).

Примерно в 99,8% случаев топ-кварк распадается на W-бозон и b-кварк, что означает, что для измерения характеристик t-кварка необходимо использовать идентифицированные струи b-кварков.

С помощью проекта ATLAS Open Data [3] возможно проводить анализ событий с рождением топ-кварков. На начальном этапе проекта для анализа были доступны лишь данные, полученные при энергии 8 ТэВ с интегральной светимостью 1 фб^{-1} . Теперь, в 2020 году коллаборация ATLAS выпустила новый набор данных, которые были зарегистрированы при энергии 13 ТэВ с интегральной светимостью 10 фб^{-1} .

Данные при 8 ТэВ анализируются непосредственно с помощью виртуальной машины с предустановленным программным пакетом ROOT, а возможный вариант обработки данных написан с помощью языка Python. Анализ событий для 13 ТэВ, хотя и требует наличия виртуальной машины для доступа к серверу Jupyter, проводится с помощью аналитической среды, написанной на языке C++ и использующего программный пакет ROOT.

Кроме того, у пользователя ATLAS Open Data есть доступ к событиям, смоделированным методом Монте Карло. Доступ к смоделированным событиям позволяет проводить детальное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими.

С использованием отобранных событий были построены основные распределения продуктов распада: распределения по поперечным импульсам струй и лептонов для распадов по лептон-струйному каналу, распределение по потерянной поперечной энергии и распределения по псевдобыстроте. Также построены распределения по инвариантной массе двух и трех струй для лептон-струйной моды распада в событиях при 13 ТэВ. С помощью полученных распределений произведен расчет инвариантных масс W-бозона и топ-кварка.

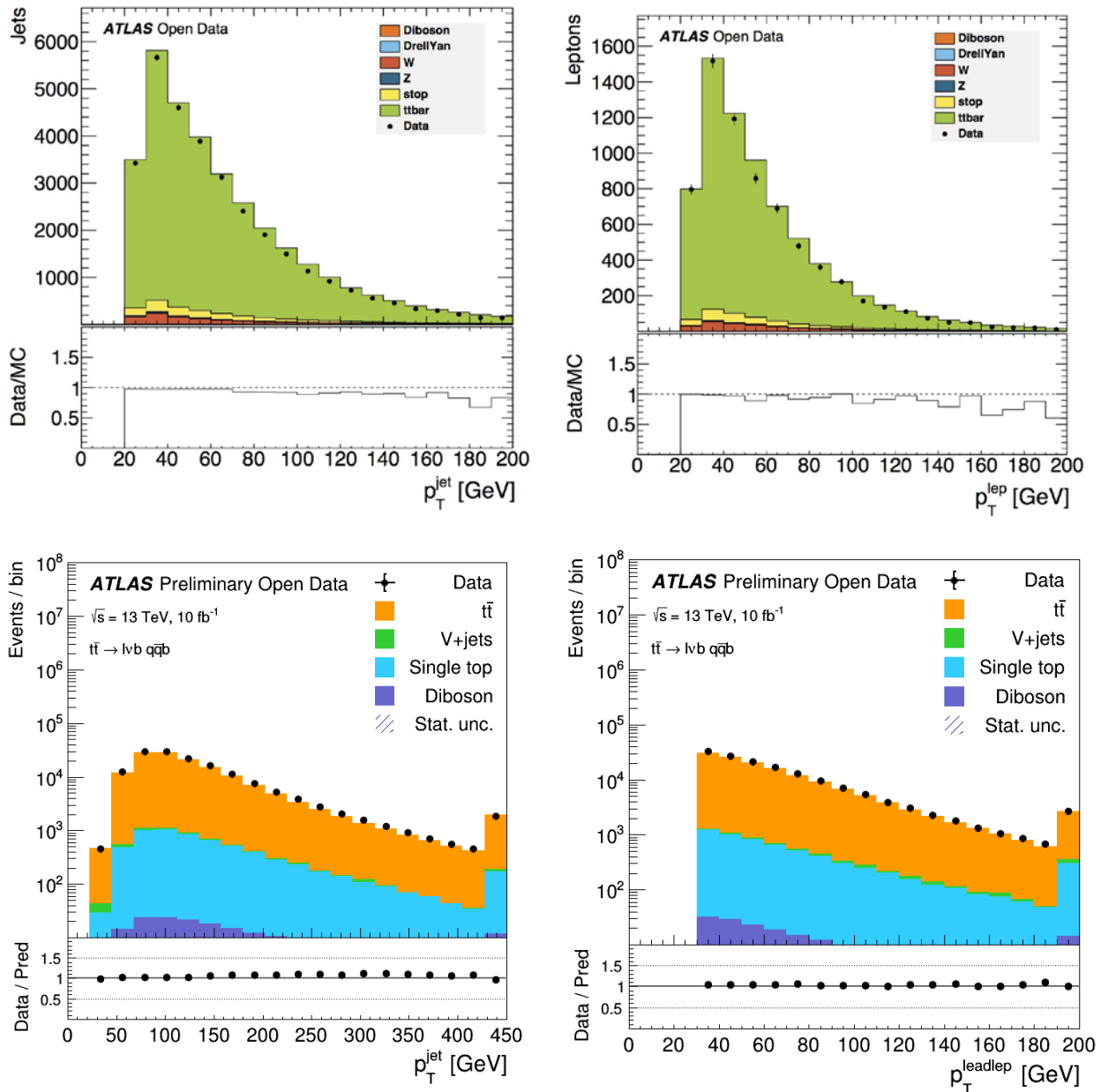


Рис.1-4. Распределения по поперечным импульсам струй (рис. 1 и 3) и лептонов (рис. 2 и 4) для лептон-струйных распадов пар топ кварков в pp соударениях при энергиях 8 и 13 ТэВ соответственно. Точками показаны экспериментальные данные, цветные гистограммы соответствуют моделированным событиям

Из гистограмм на рисунках 1, 2 и 3, 4 видно, что количество событий различается благодаря более высокой интегральной светимости. Внизу под графиками показано отношение распределений экспериментальных данных к моделированным, которое близко к единице. Данные эксперимента хорошо согласуются с результатами моделирования.

Величина потерянной поперечной энергии E_t^{miss} является важной характеристикой лептон-струйных распадов пар топ кварков. На рис. 5 и 6 представлены распределения по потерянной поперечной энергии при 8 и 13 ТэВ. Вследствие того, что в событиях с топ кварками присутствуют нейтрино, которые уносят большое количество энергии, в событиях с рождением топ кварков наблюдаются довольно большие значения E_t^{miss} .

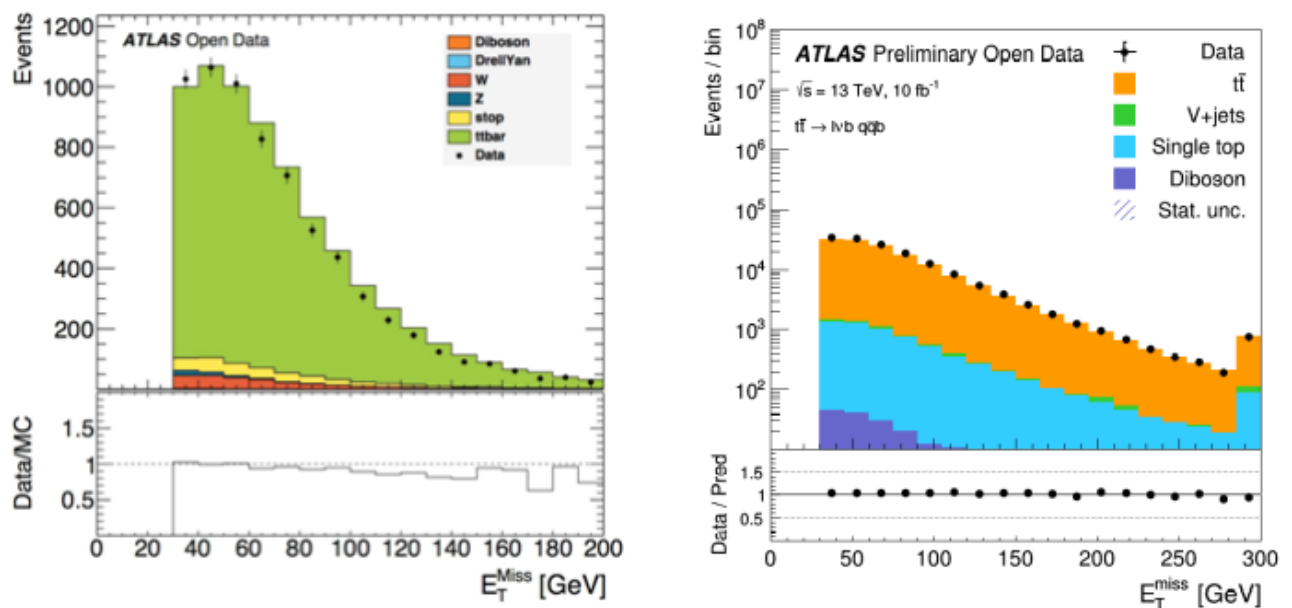


Рис. 5-6. Распределения по потерянной поперечной энергии для лептон-струйных распадов пар топ кварков в pp соударениях при энергиях 8 и 13 ТэВ. Точками показаны экспериментальные данные, цветные гистограммы соответствуют моделированным событиям.

Из распределений по псевдобыстроте на рисунках 7 - 10 видно, что аксептанс детектора перекрывает практически всю кинематическую область лептонов и струй в событиях с рождением пар топ кварков. Экспериментальное распределение совпадает с предсказанным результатом Монте-Карло моделирования.

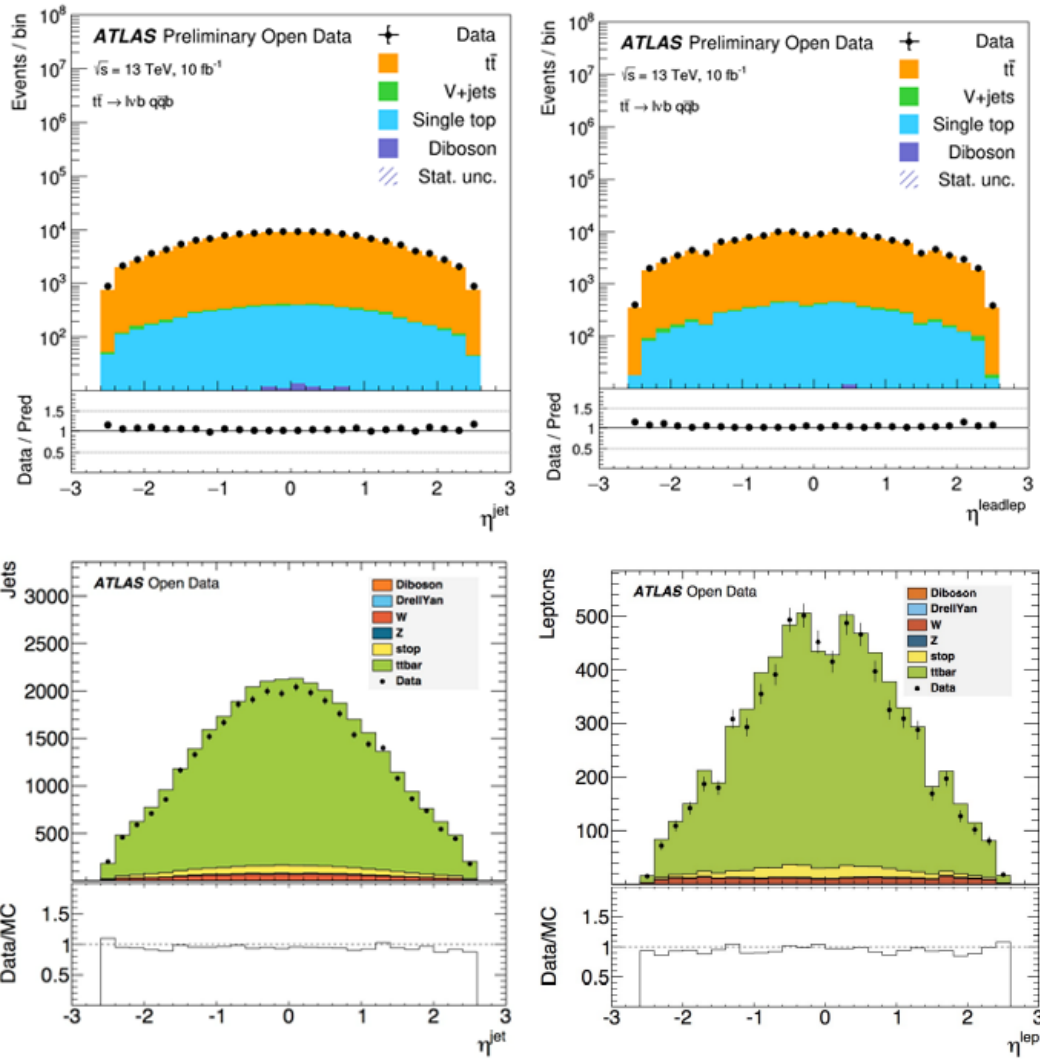


Рис. 7-10. Распределения по псевдобыстроте струй (рис. 7 и 9) и лептонов (рис. 8 и 10) для распадов пар топ-кварков в pp соударениях при энергиях 8 и 13 ТэВ соответственно. Точками показаны экспериментальные данные, цветные гistogramмы соответствуют моделированным событиям.

Для определения массы W -бозона с использованием набора данных ATLAS Open Data для энергии 13 ТэВ было построено распределение по инвариантной массе пар струй, являющихся кандидатами W -бозона. Искомой массе соответствует максимум на графике распределения. Аппроксимируя его по Гауссу, получаем значение массы W -бозона: $M_W = 80,62 \pm 0,34$ ГэВ.

Масса W -бозона, рассчитанная в рамках предсказаний Стандартной Модели, равна $80,356 \pm 0,008$ ГэВ [4]. Полученная оценка согласуется с расчетным значением в пределах погрешности.

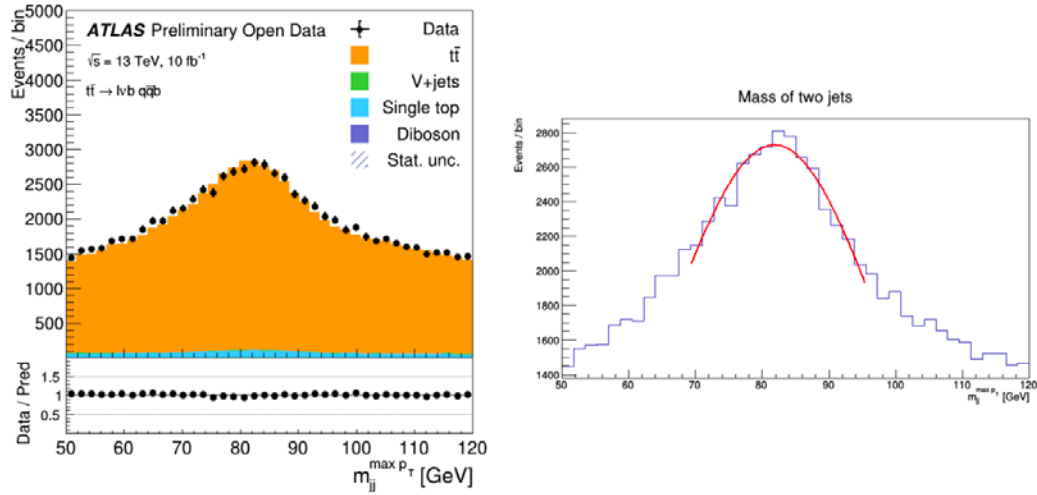


Рис. 11. Распределение по инвариантной массе двух струй - кандидатов W-бозона (слева) и его аппроксимация по Гауссу (справа). Использованы данные при энергии 13 ТэВ

Массу топ-кварка можно определить с помощью одной из b-струй и двух струй, не связанных с b-кварком. На рис. 12 слева представлено распределение по инвариантной массе таких трех струй с максимумом в области массы топ-кварка. Полученная с помощью аппроксимации распределения по Гауссу оценка массы топ-кварка: $M_{\text{top}} = 172,8 \pm 0,6$ ГэВ.

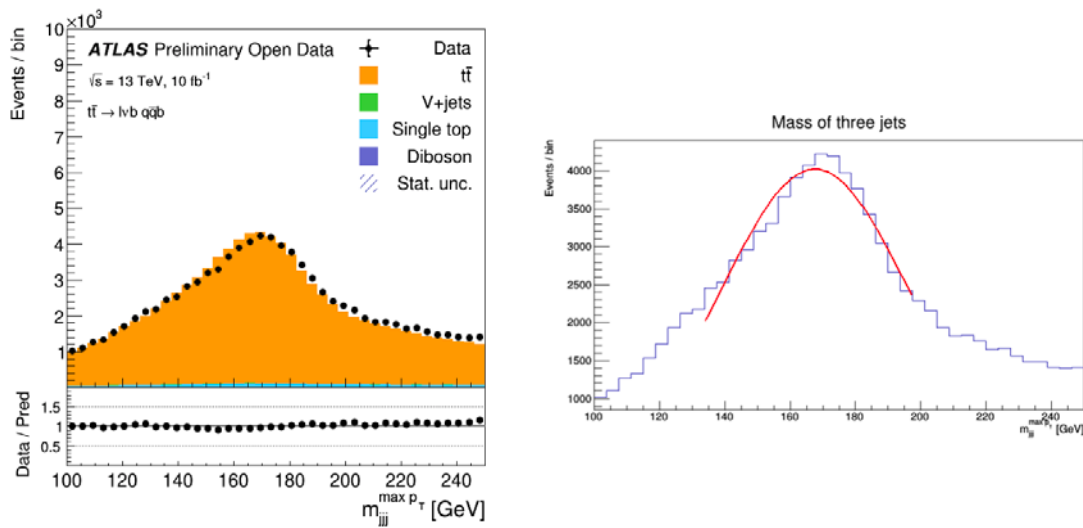


Рис.12. Распределение по инвариантной массе трех струй - кандидатов топ-кварка (слева) и его аппроксимация по Гауссу (справа). Использованы данные при энергии 13 ТэВ

Полученное значение в пределах погрешности соответствует значению, полученному комбинацией всех мировых результатов измерения массы топ-кварка, равному $173.34 \pm 0,76$ ГэВ.

В заключение отметим, что в работе был выполнен анализ событий с рождением пары топ-анти топ кварков на открытых данных эксперимента ATLAS в pp-взаимодействиях при энергиях 8 и 13 ТэВ. В анализе было

использовано приблизительно 270 миллионов событий с рождением топ-антитоп пары [5]. Все построенные распределения хорошо описываются расчетами Монте-Карло генераторов, что позволяет проводить измерения свойств топ-кварков. Полученные в ходе анализа данные согласуются с предсказаниями Стандартной модели.

- 1) Э.Э. Боос О.Е. Брандт, Д.С. Денисов, С.П. Денисов, П.Д. Граннис Топ-кварк (к 20-летию открытия). - 2015 г.
- 2) Э. Боос, Л. Дудко, П. Мандрик, С. Слабоспицкий Топ-кварк. Итоги и перспективы – 2019 г.
- 3) <http://opendata.atlas.cern/>
- 4) «Measuring the W boson mass», [В Интернете]. Available: <https://atlas.cern/updates/physics-briefing/measuring-w-boson-mass>.
- 5) ATLAS Collaboration Review of the 13 TeV ATLAS Open Data release, PUB-OTRC-2020-01

Оптимизация разрезного микротрона на энергию 35 МэВ для наработки медицинских изотопов

М.А. Борисов^{1,2}, В.И. Шведун^{1,2}

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

² *ООО «Лаборатория электронных ускорителей МГУ»*

E-mail: muchmaxx@gmail.com

Ускорители электронов широко используются в наши дни. Основные сферы их применения это: медицина, досмотровые комплексы, неразрушающие методы контроля. В большинстве случаев применяются линейные ускорители с энергией до 10 МэВ ввиду их сравнительной простоты в создании и использовании. Однако в последнее время активно обсуждается возможность использования ускорителей электронов для производства медицинских изотопов, самым популярным из которых является ^{99m}Tc [1]. Основными преимуществами по сравнению со старыми методами является относительная простота и возможность использования естественного оксида молибдена [2]. Для такого производства необходима энергия электронов порядка 35 МэВ. В этом случае разрезной микротрон является хорошей альтернативой линейному ускорителю ввиду своей меньшей стоимости и меньшими габаритами. Это связано с тем, что в разрезном микротроне пучок проходит ускоряющую структуру не один раз, поэтому затраты на СВЧ мощность существенно ниже, что упрощает и удешевляет СВЧ систему, стоимость которой составляет существенную часть. Однако существует ряд проблем, связанных с особенностями данного типа ускорителей. Разрезной микротрон обладает малой областью устойчивых фазовых колебаний. Это дополняется неизбежными погрешностями в элементах ускорителя и их установке, что может привести к значительным потерям тока в процессе ускорения, приводящим к возникновению сильной наведенной радиоактивности, существенно осложняющей эксплуатацию. Также для эффективного получения изотопов необходим высокий средний ток для данного типа ускорителей, порядка 100 мкА.

Основной целью данной работы является моделирование основных частей разрезного микротрона и динамики частиц в процессе ускорения. Геометрия и распределения полей в поворотных магнитах и ускоряющей структуре должны обеспечивать большой коэффициент захвата. Все расчеты основных элементов разрезного микротрона производится в программе CST [3], расчет динамики частиц – в программе, написанной на языке программирования Python.

В разрезные микротроны обычно инжектируется уже заранее сформированный пучок. Однако это увеличивает его габариты и стоимость. Идея состоит в использовании специальной нерегулярной части ускоряющей структуры для увеличения коэффициента захвата. Для расчета движения частиц в электромагнитных полях была написана программа на Python. В

программу заносятся рассчитанные в CST электромагнитные поля $\vec{E}$ и $\vec{B}$. Программа самостоятельно может изменять ширины резонаторов в начальной нерегулярной частиц, оптимизируя тем самым ее под определенный критерий, который в данном случае являлся коэффициент захвата разрезного микротрона. Для уменьшения времени расчета использовался аксептанс, при построение которого использовались поля от RTM-55 [4].

В полученную ускоряющую структуры инжектируется равномерное распределение частиц с энергией 0.05 МэВ, радиусом 1 мм и длиной в 4.4 см. Были рассмотрены случаи с 3-5 нерегулярными резонаторами. Однако максимальных коэффициент захвата во всех случаях составил 82 %. Полученное распределение поля ускоряющей структуры было воссоздано в программе CST. Для этого использовалась бипериодическую ускоряющая структура с внутренними ячейками связи, работающая на частоте 2856 МГц. На рисунке 1 представлен фазовый портрет пучка после первого ускорения. Для наглядности, он наложен на аналог аксептанса, но взятого перед первым входом в поворотный магнит.

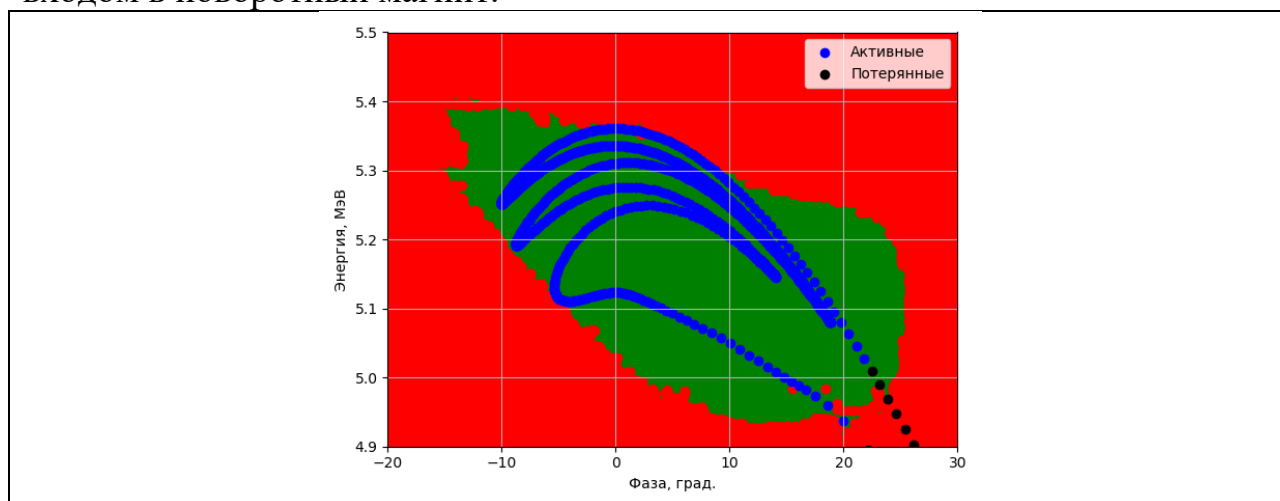


Рисунок 1. Фазовый портрет пучка после первого ускорения, наложенный на аксептанс.

В программе CST также был смоделирован поворотный магнит. За основу был взят магнит от RTM55. Для уменьшения потерь частиц в поперечной плоскости, используется вспомогательный полюс. Помимо решения проблемы дефокусировки, посредством создания специальных краевых полей была замкнута первая орбита, что было достигнуто путем изменения положения и амплитуды вспомогательного полюса.

Таблица 1. Параметры пучка на выходе из разрезного микротрона.

	RTM-35	RTM-55
Энергия, МэВ	35.7	55.52
Коэффициент захвата, %	78	16
Среднеквадратичные размеры пучка x/y, мм	0.68/1.54	1.7/1.7
Среднеквадратичная длина сгустка, град.	11.8	4.6
Среднеквадратичный разброс по энергии, МэВ	0.15	0.08

Были найдены положения поворотных магнитов и ускоряющей структуры, обеспечивающие наибольший коэффициент захвата. Для уменьшения потерь также была добавлена соленоидальная линза на входе в ускоряющую структуру и дублет квадрупольных линз. В таблице 1 приведены основные характеристика пучка на выходе из разрезного микротрона. Видно, что из-за увеличения коэффициента захвата увеличился разброс по энергии.

- [1] Pramudita A. Linacs for medical isotope production. – 2012.
- [2] Takeda T. et al. ^{99m}Tc production via the (γ, n) reaction on natural Mo //Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2018. – Т. 318. – №. 2. – С. 811-821.
- [3] <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>
- [4] А.Н. Ермаков и др. Многоцелевой импульсный разрезной микротрон на энергию 55 МэВ//Приборы и техника эксперимента. – 2018. – №. 2. – С. 20-37.

Расчет линейного ускорителя для комптоновского источника рентгеновского излучения

М.А. Борисов^{1,2}, В.И. Шведунов^{1,2}

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

² *ООО «Лаборатория электронных ускорителей МГУ»*

E-mail: muchmaxx@gmail.com

Современные генераторы рентгеновского излучения можно разбить на два основных класса. К первому классу относятся рентгеновские трубки, ко второму – ускорители электронов: синхротроны и накопительные кольца. Рентгеновские трубки используются в подавляющем большинстве серийных приборов и аппаратов. Общими недостатками этого класса рентгеновских источников являются отсутствие направленности рентгеновского пучка, широкий и, при заданном материале анода, практически неварьируемый спектр энергий, относительно малая интенсивность излучения и связанная с этим невозможность получения ярких монохроматических рентгеновских пучков с перестраиваемой энергией. В отличие от рентгеновских трубок, синхротроны и накопительные кольца – это крупные энергоёмкие исследовательские установки с замкнутой траекторией электронного пучка, длина орбиты которого составляет десятки и сотни метров. Рентгеновское излучение, получаемое в специализированных синхротронных центрах, используется как для научных исследований, так и для практических приложений. Однако размеры и высокая современных синхротронных источников серьезно ограничивают масштабы их применения. Отсутствие источников интенсивного рентгеновского излучения, массово доступных на уровне предприятий и исследовательских организаций, препятствует развитию новейших рентгеновских методов, а также их широкому использованию в науке, медицине и других отраслях. Таким образом, в настоящее время имеется объективная потребность в новом источнике рентгеновского излучения, который заполнил бы разрыв, образовавшийся между рентгеновскими трубками и синхротронными центрами. От лабораторных генераторов на рентгеновских трубках такой источник должен унаследовать компактность и относительно невысокую стоимость, а от центров СИ – высокую интенсивность рентгеновского пучка и возможности управления его параметрами. Рентгеновский источник, отвечающий сформулированным требованиям, может быть создан на основе комплексных установок, которые объединяют компактный сильноточный электронный ускоритель и лазер, испускающий интенсивные световые импульсы. Соответствующий элементарный процесс хорошо изучен и носит название комптоновского рассеяния, которое с конца 70-х годов служит эффективным способом получения γ -квантов (вплоть до энергий ~ 2 ГэВ), используемых в фотоядерных реакциях. Однако для получения фотонов более низких энергий (~ 10 – 100 кэВ), представляющих наибольший интерес для приложений,

рентгеновские трубки и синхротронное излучение до последнего времени оставались вне конкуренции [1].

Ранее было проведено эскизное проектирование лазерно-электронного генератора рентгеновского излучения для проведения научных и прикладных работ в Цилинском университете (JLU, КНР). Целью данной работы являлось воспроизведение полученных ранее результатов расчетов ускорительной части, их адаптация под новые источники СВЧ мощности, с учетом требований лазерной системы. Электрические и магнитные поля рассчитывались в программе CST. Динамика движения электронов рассчитывалась в программе ASTRA.

Ускоритель электронов состоит из фотокатода, соленоида и двух ускоряющих структур. Он должен формировать и ускорять сгустки электронов до энергии 25 – 50 МэВ. В качестве прототипа был взят вариант пушки с медным фотокатодом, созданный для проекта LCLS [2], позволяющий получить необходимый заряд сгустка и ускорить его до 4.4 МэВ. Для снижения напряженности на стенках резонатора и увеличении разницы между 0 и π модами использовалась эллиптическая форма округления диафрагмы. В целях уменьшения поперечного эмиттанта, как можно ближе к поверхности фотокатода устанавливается соленоид. Изменяя амплитуду поля соленоидальной линзы, фазы инжекции параметров пучка, в определенном месте пространстве дрейфа за электронной пушкой можно добиться минимум поперечного эмиттанта. Для его фиксации в этом месте устанавливается первая ускоряющая структура, которая должна ускорять пучок до 25 МэВ. Линейный ускоритель реализуется на основе ускоряющей структуры со стоячей волной с внутренними ячейками связи, работающей на $\pi/2$ – колебании на частоте 2856 МГц. На выходе из второй ускоряющей структуры энергия пучка должна равняться 50 МэВ. Далее триплетом квадрупольных линз пучок должен быть сфокусирован в точку взаимодействия.

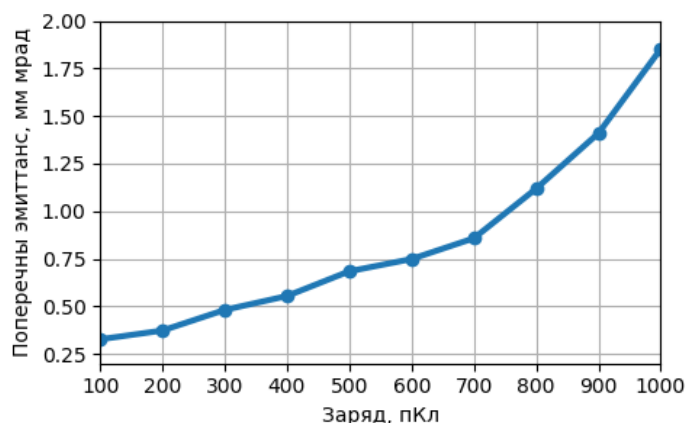


Рисунок 1. Зависимость минимума поперечного эмиттанта от заряда сгустка.

С учетом использования менее мощных источников СВЧ, было увеличено количество ячеек в ускоряющих структур с 17 до 21. Были проанализированы варианты использования пучков с зарядами 1000, 500 и 100 пКл. Для каждого из них были найдены оптимальные параметры системы, обеспечивающие минимально возможной эммитанс на выходе. Зависимость минимального поперечного эммитанса (перед входом в первую ускоряющую структуру) от заряда пучка показано на рисунке 1. Анализируя полученные результаты, а также принимая во внимание опыт LCLS, было принято решение отказаться от первоначально заданного заряда сгустка в 1 нКл в пользу 100 пКл ввиду невозможности получения пучка с эммитансом меньше единицы. Далее было найдено распределение поля в триплете квадрупольных линз, обеспечивающее минимальные значения среднеквадратичного радиуса и бета функции в точке взаимодействия для энергий 50 и 25 МэВ.

- [1] Артюков И. А. и др. Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2007. – №. 8. – С. 3-11.
- [2] Dowell D. H. et al. Results of the SLAC LCLS gun high-power RF tests //2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC). – IEEE, 2007. – С. 1296-1298.

Интерференционный фильтр НА ОСНОВЕ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ для среднего инфракрасного диапазона

Е.М. Притоцкий, М.А. Панков

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

E-mail: pritotsky@bk.ru

Широко известны способы спектральной фильтрации оптического излучения, основанные на явлении интерференции при взаимодействии светового потока и многослойных структур с периодически меняющимся значением коэффициента преломления от слоя к слою [1]. При этом показатели преломления слоев постоянные и оптические характеристики покрытия такие как зависимости энергетических коэффициентов пропускания и отражения от длины волны меняются только при изменении угла падения излучения, поэтому большинство фильтров используют в своей конструкции различные электромеханические преобразователи [2].

Известны перестраиваемые по длинам волн устройства для фильтрации излучений, представляющие собой интерферометры Фабри-Перо [3]. Их недостаток связан с тем, что зеркала с частично-прозрачными металлическими покрытиями имеют заметное поглощение, в результате чего резко уменьшается пропускание интерферометров в максимумах полос и увеличивается ширина полосы пропускания [4]. Еще одним существенным недостатком таких интерферометров является то, что они нуждаются в подавлении коротковолновой и длинноволновой полос, которое обычно осуществляется специальными абсорбционными фильтрами или поглощением материала подложки. Этот недостаток становится особенно существенным при работе в средней инфракрасной области спектра от 8 до 12 мкм, поскольку в этом случае требуется глубокое охлаждение до 77 К абсорбционных фильтров.

Устранить указанный недостаток возможно за счет использования принципов изменения показателя преломления в фазоизменяемых материалах под воздействием регулирующего лазерного воздействия и комбинации таких слоев в интерференционной системе. При этом скорость изменения величины пропускания зависит только от длительностей импульса регулирующего лазерного излучения и фазового перехода используемых материалов, на которые оказывается воздействие. Одним из наиболее распространенных фазоизменяемых материалов является теллурид германия GeTe, который способен с высокой скоростью переключаться между аморфным и кристаллическим состояниями.

В данной работе описывается перестраиваемая излучением (первой или второй гармоники YAG:Nd лазера) активное покрытие на основе чередующихся тонких пленок теллурида германия GeTe и оксида алюминия Al_2O_3 на подложке из сапфира. Изменение оптических свойств такой многослойной системы возможно рассчитать матричными методами [5] или методом FDTD [6]. Экспериментально оптические свойства пленок

фазоизменяемых материалов в широком спектральном диапазоне исследованы в работе [7] и демонстрируют значительный контраст оптических характеристик для разных фазовых состояний. Исходными данными для моделирования являлись зависимости показателей преломления и поглощения от длины волны тонкой пленки для разных фаз: аморфная и α -GeTe - кристаллическая с ромбоэдрической структурой с пространственной группой R3m. Расчет проводился на разработанном программном обеспечении Spectra Calculator [8-10].

В рассматриваемом диапазоне от 6 до 10 мкм показатель преломления для аморфной и кристаллической фаз тонких пленок теллурида германия GeTe составляет 3,5 и 6 соответственно. Показатель преломления подложки сапфира 1,345 [11], тонких пленок Al_2O_3 - 1,28 [12]. Были проанализированы различные комбинации слоев многослойного покрытия и их толщин для существенного изменения коэффициента пропускания в диапазоне от 7,8 до 8,2 мкм. Толщина пленки GeTe выбрана равной 532 нм, толщина Al_2O_3 – 390 нм, всего три пары, т.е. шесть слоев активного покрытия. При воздействии лазерного излучения, в зависимости от плотности энергии, происходит переключение фазового состояния слоев GeTe из аморфного в α -GeTe. В процессе переключения фазовых состояний слоев наблюдается смещение полосы пропускания (рисунок 1).

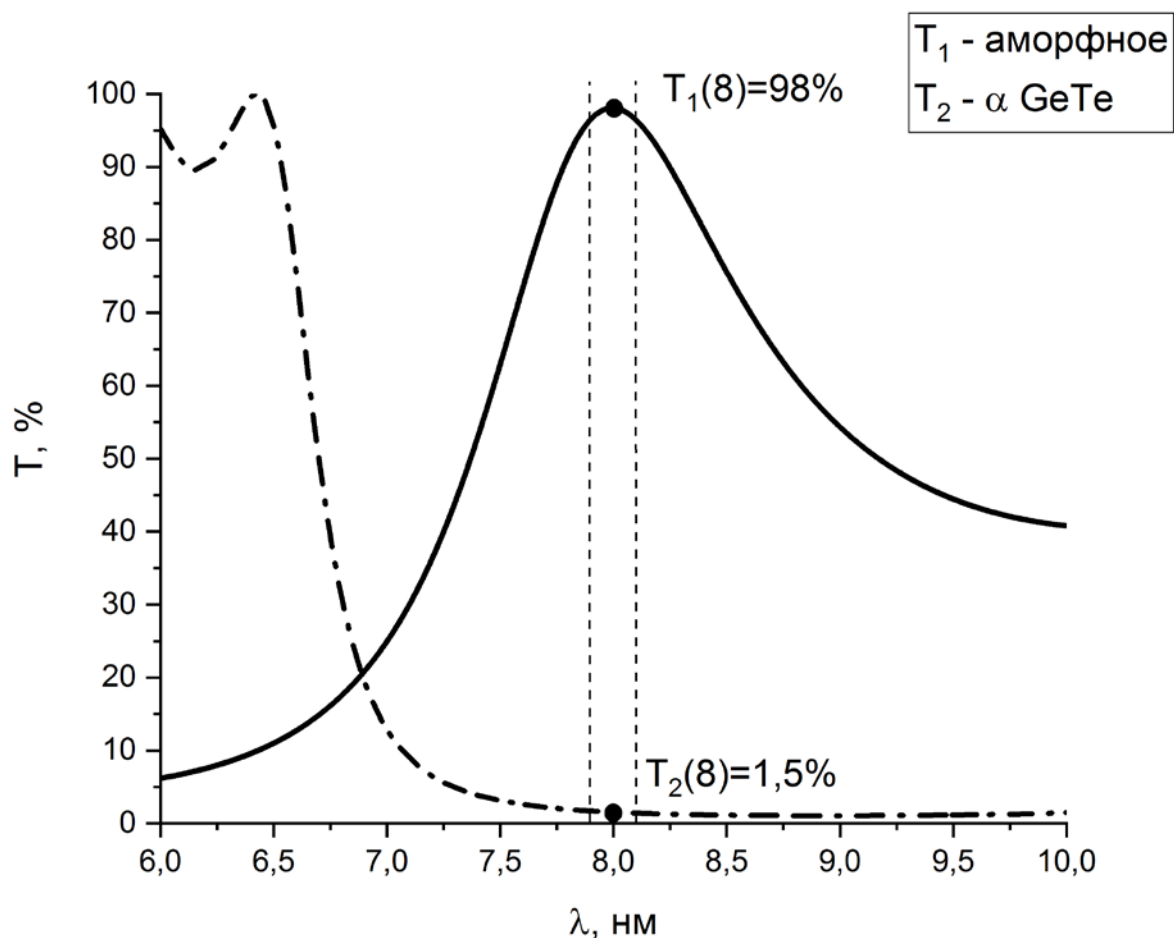


Рис. 1. Расчетные зависимости пропускания для многослойного покрытия при изменении фазового состояния GeTe.

Результаты численного моделирования и полученные зависимости позволяют определить оптимальные параметры многослойных структур на основе GeTe с учетом экспериментальных данных по плотности энергии неразрушающего обратимого лазерно-инициированного фазового перехода и разработать технологии оптически перестраиваемых фильтров (аттенуаторов) для среднего инфракрасного диапазона.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №19-29-12024/19, № 18-07-00943 и Министерства науки и высшего образования РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

1. Furman Sh. and Tikhonravov A.V., Basics of optics of multilayer systems, Editions Frontiers, Gif-sur Yvette, 1992.

2. Ли Х.А., Хаббард К.Л. Составной интерференционный фильтр с изменяемым пропусканием, Патент RU2512089C1, G02B 5/28, Приоритет 31.10.2008 г.

3. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии, Из-во «Наука», Москва, 1976. С. 241-243.

4. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. Москва, Из-во «Наука», 1971, С. 194-195.

5. Путилин Э.С. Оптические покрытия // Учебное пособие, Санкт-Петербург, 2010.

6. Electromagnetic Template Library (EMTL). Электронный доступ: <http://fdtd.kintechlab.com/ru/fdtd>.

7. N.N. Eliseev, A.V. Kiselev, V.V. Ionin, V.A. Mikhalevsky, A.A. Burtsev, M.A. Pankov, D.N. Karimov, A.A. Lotin. Wide range optical and electrical contrast modulation by laser-induced phase transitions in GeTe thin films. // Results in Physics, 2020, Vol.19, 103466.

8. Аракелян С.М., Бутковский О.Я., Бурцев А.А., Лысенко С.Л., Панков М.А., Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П. Моделирование величин коэффициентов отражения и пропускания для многослойных покрытий // Computational nanotechnology, 2017, №4, с.14-20.

9. Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П., Лысенко С.Л., Панков М.А. Спектральный калькулятор – Spectra Calculator, Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018610841 от 18.01.2018 г.

10. Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П., Лысенко С.Л., Панков М.А. Спектральный калькулятор – Spectra Calculator 2.0, Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2019618256 от 27.06.2019 г.

11. M. R. Query. Optical constants, Contractor Report CRDC-CR-85034 (1985)

12. J. Kischkat, S. Peters, B. Gruska, M. Semtsiv, M. Chashnikova, M. Klinkmüller, O. Fedosenko, S. Machulik, A. Aleksandrova, G. Monastyrskiy, Y. Flores, and W. T. Masselink. Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride, Appl. Opt. 51, 6789-6798 (2012) (Numerical data kindly provided by Jan Kischkat)

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ^{51}V : ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ОЦЕНКА.

В.В. Варламов¹, А.И. Давыдов^{2,*}, В.Н. Орлин¹

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

E-mail: [*alexdavdovmet@gmail.com](mailto:alexdavdovmet@gmail.com)

Большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, прежде всего, $(\gamma,1n)$, $(\gamma,2n)$, и $(\gamma,3n)$, получено с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на измерении их энергии, на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) [1–4]. Между результатами обеих упомянутых лабораторий, полученными для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), обнаружены существенные систематические расхождения [5,6]. Так, для сечений реакций $(\gamma,1n)$ и $(\gamma,2n)$ установлено, что, как правило, реакции $(\gamma,1n)$ имеют бóльшие (до 100% величины) сечения в Сакле, а реакции $(\gamma,2n)$ – напротив, в Ливерморе. Для указанных 19 ядер средние значения отношений интегральных сечений реакций $R_{\text{С/Л}}^{\text{инт}} = R_{\text{С}}^{\text{инт}}/R_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, полученных в Сакле и Ливерморе, составляют 1.07 в случае реакции $(\gamma,1n)$ и 0.84 в случае реакции $(\gamma,2n)$.

С целью анализа возможных причин обнаруженных расхождений и выяснения того, какие именно сечения парциальных реакций являются достоверными, был предложен экспериментально-теоретический метод оценки таких сечений, основанный на совместном использовании экспериментальных сечений реакции выхода нейтронов

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

которое практически не зависит от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, поскольку включает в себя их все, и отношений

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn), \quad (2)$$

рассчитываемых в комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [7-8], которые также не зависят от этих проблем. Оценка сечений, свободных от систематических погрешностей

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (3)$$

означает, что соотношения между сечениями парциальных реакций определяется положениями модели, а их соответствующая сумма равна экспериментальному сечению реакции выхода (1).

С помощью отношений (2), предложенных в качестве объективных физических критериев достоверности сечений парциальных реакций, было обнаружено, что экспериментальные данные, полученные в обеих лабораториях, но прежде всего в Ливерморе, не удовлетворяют объективным критериям достоверности. Это, прежде всего, проявляется или в превышении

отношениями $F_i^{\text{эксп.}}(2)$ физически допустимых пределов или в их существенном расхождении с теоретическими значениями $F_i^{\text{теор.}}(2)$.

Для большинства ядер, перечисленных выше, и многих других с помощью экспериментально-теоретического метода оценки были получены новые оцененные данные, свободные от систематических расхождений экспериментальных данных, а также были проанализированы возможные причины таких расхождений. Было показано, что основной причиной является недостоверное (ошибочное) распределение нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, обусловленное тем, что спектры нейтронов из таких реакций оказываются близкими. Так, если конечное ядро реакции $(\gamma, 1n)$ образуется в основном состоянии, нейтрон имеет энергию, заметно превосходящую энергию нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$. Однако, если конечное ядро реакции $(\gamma, 1n)$ образуется в возбужденных состояниях, энергии нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ могут быть близкими.

При исследовании относительно легкого ядра ^{59}Co [9] была установлена еще одна причина существенных расхождений экспериментальных и оцененных данных, обусловленная отсутствием учета вкладов фотопротонной реакции $(\gamma, 1n1p)$. Эта реакция вносит дополнительную погрешность в процедуру разделения фотонейтронов с разной множественностью в относительно легких ядрах, в которых сечений этой реакции оказывается сравнимым с сечением реакции $(\gamma, 2n)$. В этой двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ энергия возбуждения исследуемого ядра делится между вылетающими нейтроном и протоном приблизительно так же, как между двумя нейтронами в реакции $(\gamma, 2n)$, однако в первой из них нейтрон имеет множественность 1, а во второй – 2. С этой точки зрения ядро ^{51}V , как самое легкое ядро, данные для которого были получены в обеих лабораториях, представляет особый интерес. В данной работе была поставлена цель получить и проанализировать новые оцененные данные по сечениям парциальных реакций для ядра ^{51}V .

С помощью физических критериев (2) было установлено, что экспериментальные данные, полученные в Ливерморе, не удовлетворяют объективным критериям достоверности: сечения реакции как $(\gamma, 1n)$, так и $(\gamma, 2n)$ сильно отличаются от сечений, рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций. Экспериментальные данные, полученные в Сакле, находятся в удовлетворительном соответствии с теоретическими расчетами (Рис. 1).

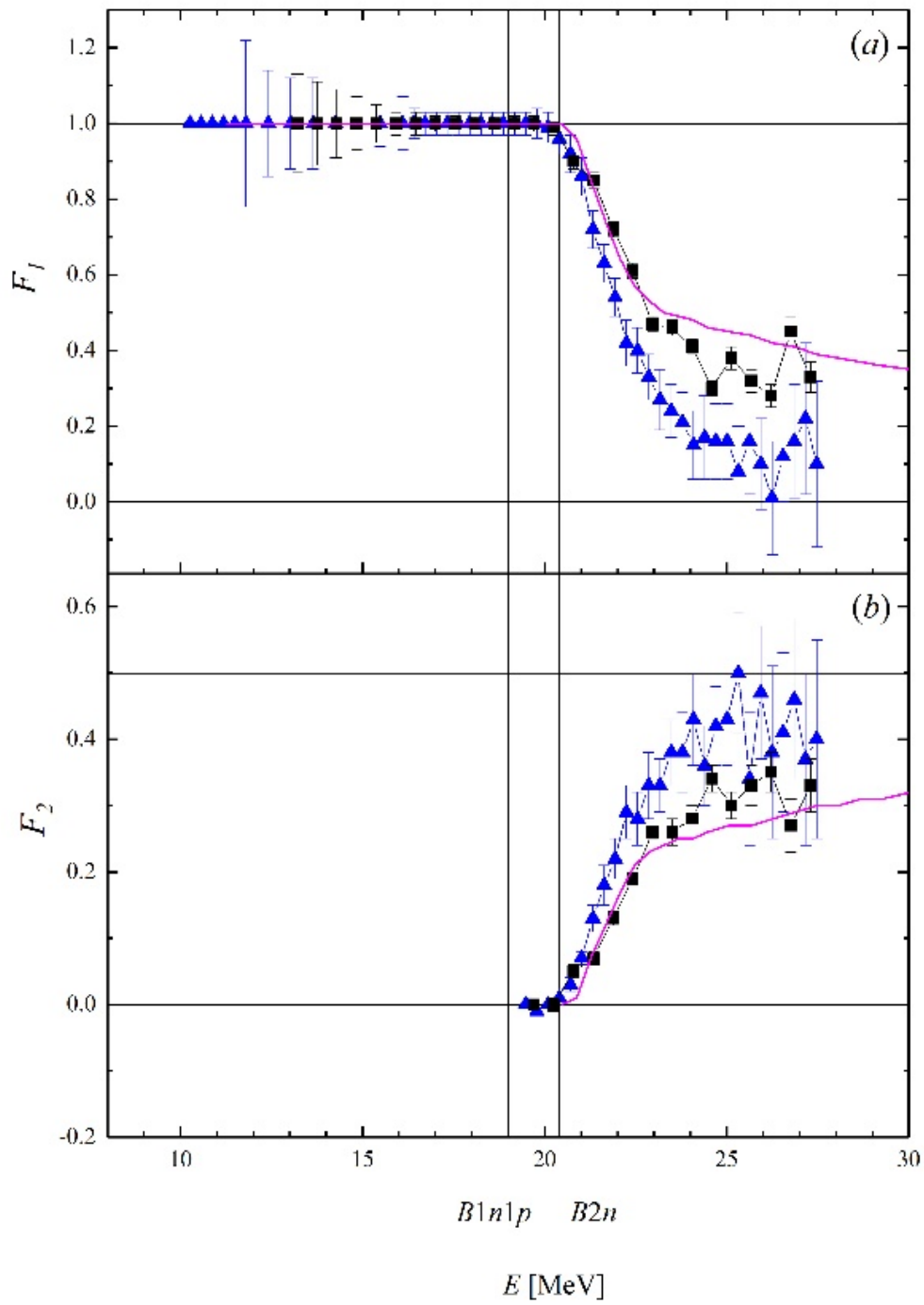


Рис.1 Сравнение экспериментальных (синие треугольники – Ливермор, черные квадраты – Сакле) и теоретических (розовая линия) отношений $F_i^{\text{теор.}}(2)$ для ядра ^{51}V .

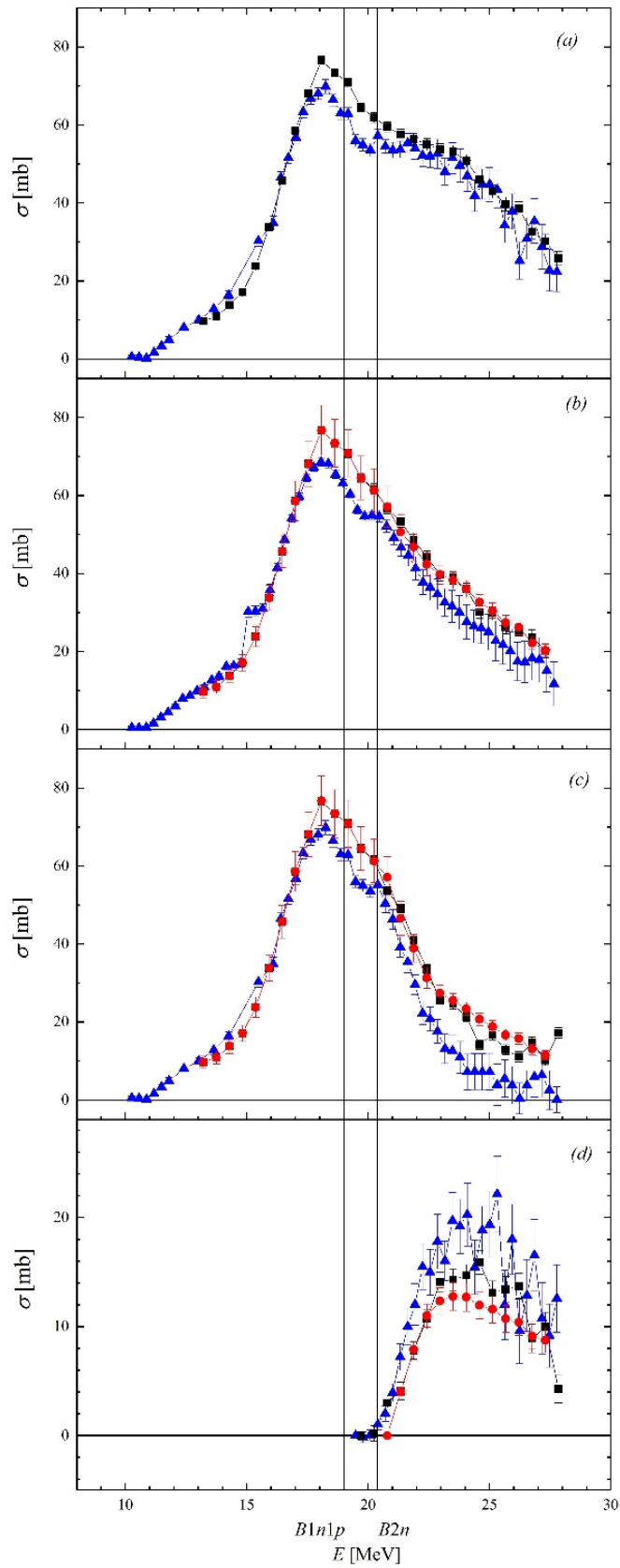


Рис2. Сравнение оцененных (красные круги) и экспериментальных (синие треугольники – Ливермор, черные квадраты – Сакке) сечений для ядра ^{51}V .

После применения экспериментально-теоретического метода оценки (3) были получены новые оцененные сечения парциальных реакций и полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma,sn) = \sigma(\gamma,1n) + \sigma(\gamma,2n) + \sigma(\gamma,3n) + \dots, \quad (4)$$

свободные от систематических погрешностей (Рис. 2).

С целью детального исследования причин обнаруженных расхождений между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций раздельно для реакций $(\gamma,1n)+(\gamma,1n1p)$ и $(\gamma,2n)$ были получены разности

$$\Delta\sigma = \sigma^{\text{оцен}} - \sigma^{\text{эксп}}. \quad (5)$$

Эти разности представлены на Рис. 3 в сравнении с сечениями $\sigma(\gamma,1n1p)$, рассчитанными в КМФЯР. Такое сравнение сделано в связи с тем, что результаты таких расчетов свидетельствуют о том, что характеристики этого сечения весьма близки к характеристикам сечения $\sigma(\gamma,2n)$. Так, максимум $\sigma(\gamma,1n1p)$ с величиной 12.03 мб расположен при энергии фотонов $E_\gamma = 24.4$ МэВ, а максимум $\sigma(\gamma,2n)$ с величиной 11.93 мб – при энергии $E_\gamma = 23.6$ МэВ.

Эти данные, а также разности

$$\Delta\sigma_{1n1p} = \sigma^{\text{оцен}} - \sigma^{\text{эксп}} - \sigma^{\text{теор}}_{1n1p} \quad (6)$$

свидетельствуют о том, что значительные расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций в случае относительно легкого ядра ^{51}V обусловлены недостоверным завышением сечения реакции $(\gamma,2n)$ вследствие присутствия заметного количества нейтронов из реакции $(\gamma,1n1p)$.

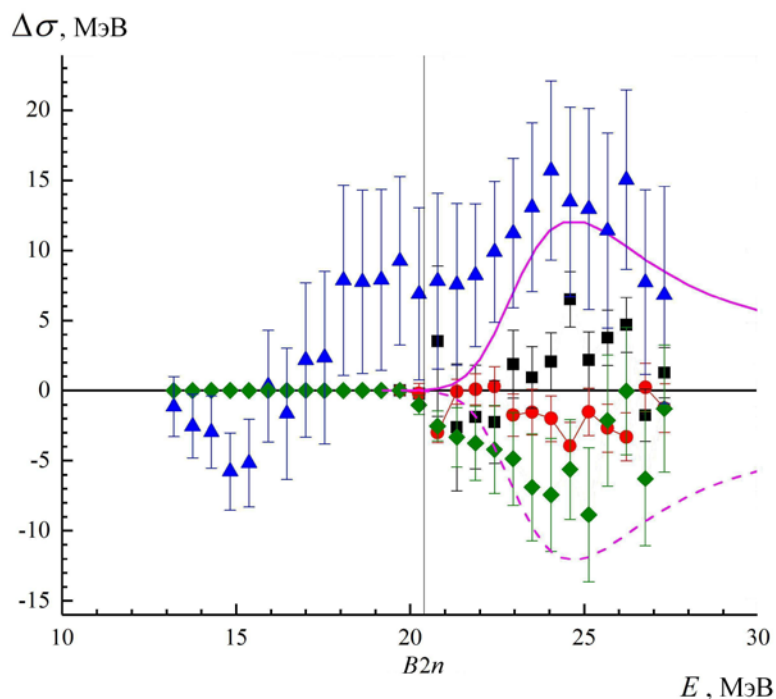


Рис. 3. Сравнение разностей $\Delta\sigma$ (5) между оцененными и экспериментальными сечениями реакций $(\gamma, 1n)+(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ для ^{51}V :

- данные Ливермора, реакция $(\gamma, 1n)+(\gamma, 1n1p)$ – синие треугольники, реакция $(\gamma, 2n)$ – зеленые ромбы;
- данные Сакле, реакция $(\gamma, 1n)+(\gamma, 1n1p)$ – черные квадраты, реакция $(\gamma, 2n)$ – красные кружки;
- расчетные данные КМФЯР, реакция $(\gamma, 1n1p)$ – розовые линии.

1. B.L. Berman, S.S. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975).
2. S.S. Dietrich and B.L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables 38, 199 (1988).
3. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov, International Nuclear Data Committee, INDC(NDS)–394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
4. Международная электронная база данных по ядерным реакциям: ЦДФЭ НИИЯФ МГУ, <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>; СЯД МАГАТЭ, <http://www-nds.iaea.org/exfor>; НЦЯД США, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
5. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЯФ, 75 1414 (2012).
6. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, K.A. Stopani, Eur. Phys. J. A 50, 114 (2014).
7. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ 38, 460 (2007)
8. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ 71, 517 (2008)
9. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A 53, 180 (2017).

Характеристики событий с парным рождением топ кварков в соударениях протонов при энергии 8 ТэВ

И.О. Волков, Л.Н. Смирнова

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

E-mail: igorvolkov77@yandex.ru

В работе приведены результаты анализа событий протонных соударений при энергии 8 ТэВ, зарегистрированных в детекторе ATLAS в 2012г. Данные, использованные в анализе, соответствуют интегральной светимости 1 фб^{-1} и предоставлены коллаборацией ATLAS для открытого доступа в 2016 г. с целью освоения методики их обработки [1]. Экспериментальные данные сопровождаются соответствующими им наборами событий ряда процессов, моделированных методом Монте-Карло.

Анализ проводится на базе операционной системы Linux с использованием программного пакета Root [2]. Экспериментальные данные о событиях представлены в формате, упрощенным по сравнению с полномасштабной обработкой, в форме ntuple с целью сокращения времени обработки данных и облегчения подготовки программных кодов. Примеры кодов анализа написаны на языке Python для нескольких вариантов физических задач. В работе представлены начальные результаты по анализу событий с образованием пар топ кварков. Для выделения данной группы событий используются критерии отбора и соответствующий программный код.

События для анализа прошли первичную обработку по следующим критериям: использованы неповрежденные события с по крайней мере одним лептоном, не содержащие фоновых струй, не связанных с первичной вершиной; первичные вершины содержат ≥ 4 треков, по крайней мере один из лептонов в событии имеет поперечный импульс $p_T^l > 25 \text{ ГэВ/с}$. Использовались лептоны и адронные струи в интервале по псевдобыстроте $|\eta| < 2,5$. Для лептонов требуются условия изолированности по поперечной энергии $E_T < 0,15$ и поперечному импульсу $p_T^l < 0,15$ [3].

В данной работе рассмотрены события, в которых происходит рождения пары топ кварков. Рассматриваются пары топ кварков, которые имеют лептон-струйный канал распада. В событиях распада по лептон-струйному каналу топ кварк распадается на b – кварк, а W – бозон распадается в одном случае на пару кварк-антикварк, а во втором на лептон и нейтрино.

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow l \nu_l b q \bar{q} \bar{b}$$

В данной работе был использован алгоритм идентификации b -струи – MV1. Он состоит из объединения двух алгоритмов идентификации. Оба алгоритма сводятся к поиску вторичной вершины распада t -кварка, которая является распадом b -кварка. Вследствие того, что b -кварк является достаточно долгоживущим, за время его жизни он пролетает расстояние до 3 мм от точки столкновения протонов [4].

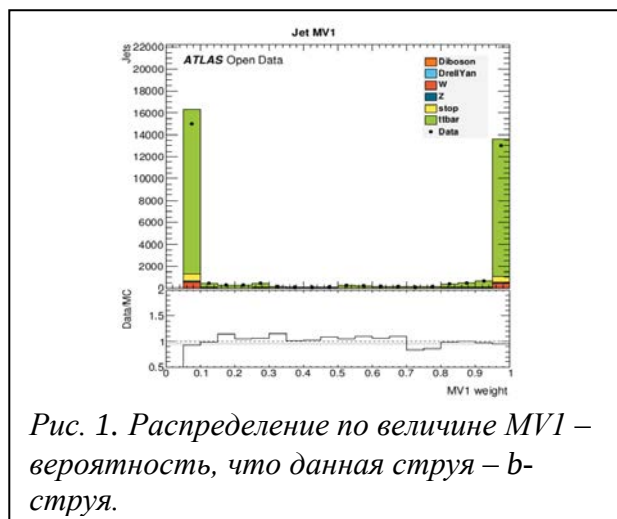


Рис. 1. Распределение по величине $MV1$ – вероятность, что данная струя – b -струя.

На рис. 1 изображена вероятность идентификации b -струи в виде квалификатора $MV1$. На рисунке видно, что события группируются вблизи значений 0 и 1. Мы имеем достаточно мало событий со значением $MV1$ близким к границе идентификации b -струи ($MV1 = 70\%$).

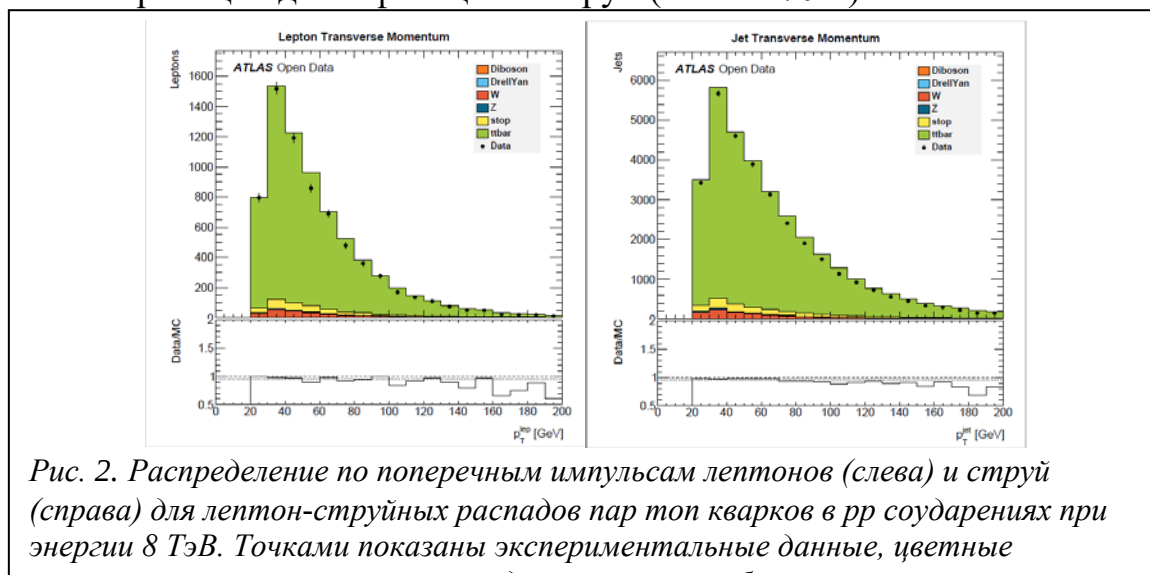
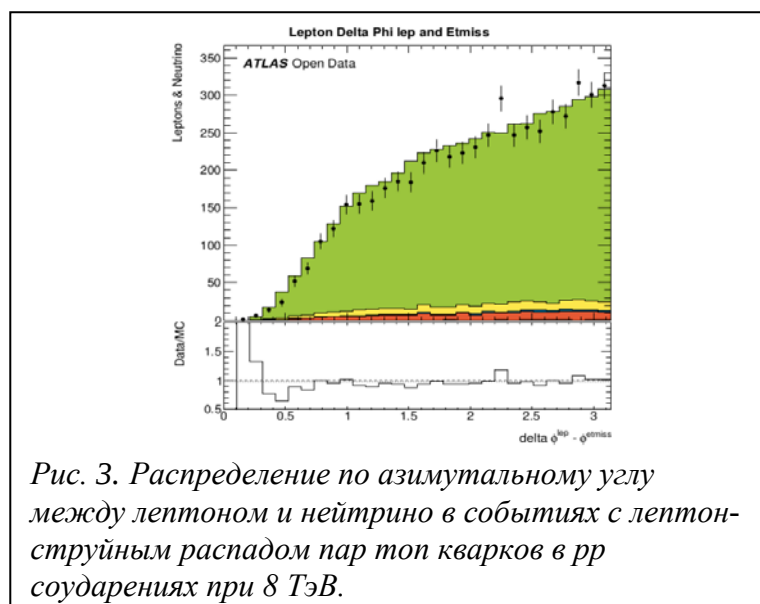


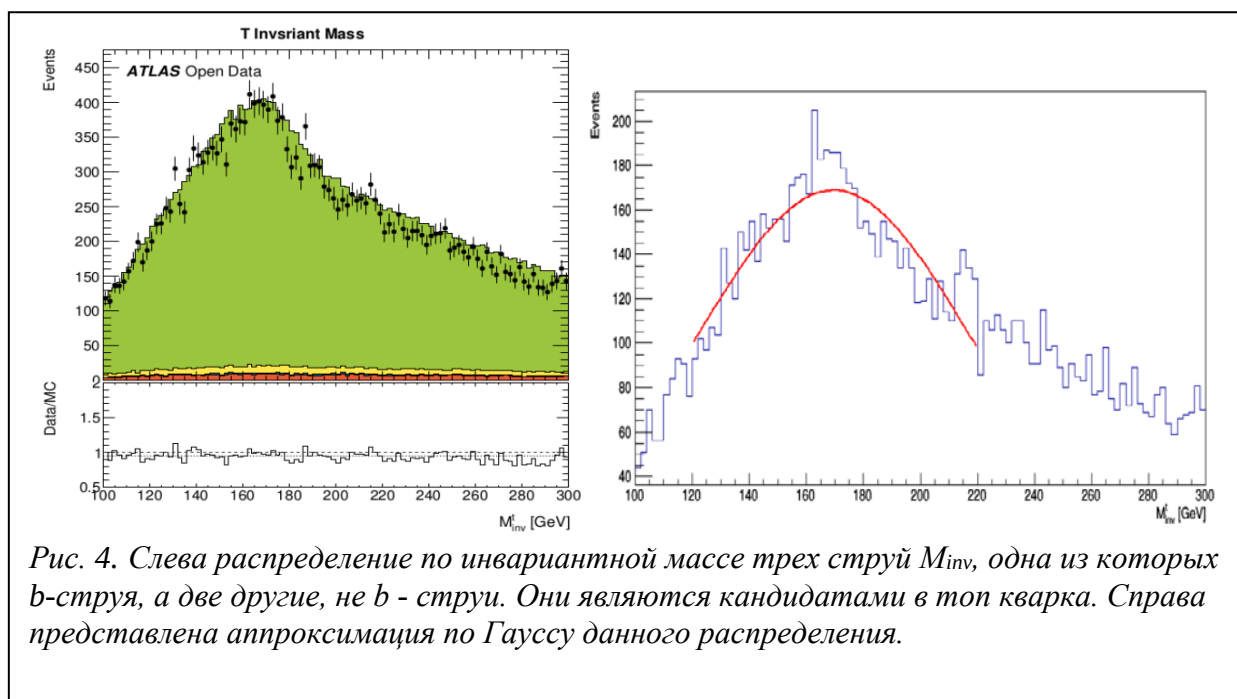
Рис. 2. Распределение по поперечным импульсам лептонов (слева) и струй (справа) для лептон-струйных распадов пар топ кварков в pp соударениях при энергии 8 ТэВ. Точками показаны экспериментальные данные, цветные

На основе отобранных событий были построены распределения лептонов (электронов и мюонов) и струй по поперечному импульсу p_T . Эти распределения приведены на рис. 2. Из распределений видно, что максимумы распределений в гистограммах располагаются на значениях поперечных импульсов 30-40 ГэВ и данные эксперимента хорошо согласуются с результатами моделирования. В нижней части рисунков показано отношение распределений экспериментальных данных к моделированным. Отношение близко к единице, однако при больших p_T наблюдается превышение числа событий при модельных расчетах. Эти отклонения находятся в пределах двойной статистической погрешности. Таким образом для уточнения результатов сравнения требуется увеличение количества экспериментальных событий.



Из имеющихся данных были рассчитаны значения азимутальных углов разлета между продуктами лептонного распада W – бозона в событиях с образованием пары топ-антитоп кварков. Эти значения характеризуют поперечный импульс W – бозона. Для покоящегося W – бозона азимутальный угол между лептоном и нейтрино составляет 180 градусов, а при больших p_T W – бозона азимутальный угол между продуктами распада должен уменьшаться. Рассчитанные значения азимутального угла приведены на рис. 3. Для большей части событий азимутальный угол между лептоном и нейтрино заключен в диапазоне от 90 до 180 градусов. Минимальное значение азимутального угла между лептоном и нейтрино достигают 20 – 30 градусов.

На основе отобранных событий были построены распределения по инвариантной массе трех струй M_{inv} для адронного канала распада топ кварка, одна из которых b -струя, а две другие, не b - струи. Эта комбинация является кандидатом для распада топ кварка. Так как в наших событиях две b – струи, и бывает больше 2-х струй, образованных не от b – кварка, у нас будут комбинации, которые не будут принадлежать к адронному распаду топ кварка.



На рис. 4 мы видим максимум в районе 170-180 МэВ, а затем плавно падающий широкий хвост. Это связано с тем, что имеется большое количество «ложных» комбинаций струй. Виден пик в районе массы топ кварка и аппроксимировав это распределение Гауссом, получаем оценку массы топ кварка.

$$M^{top} = 176,9 \pm 3,7 \text{ ГэВ}$$

Она совпадает с учетом погрешности с табличными значениями массы топ кварка. Но из-за большого количества ложных комбинаций, мы получаем большую погрешность и небольшое несоответствие с табличными данными.

Для уменьшения числа ложных комбинаций были отобраны события, в которых только 4 струи, две из которых являлись b -струями, а две другие, не являлись. В этом случае у нас имеется только одна комбинация для определения массы W -бозона, и две комбинации для расчета инвариантной массы t -кварка. Инвариантная масса двух струй от распада W -бозона приведены на рис. 5 слева. Отчетливо виден максимум при значении массы W -бозона. Среднее значение массы W -бозона было получено путем аппроксимации функцией Гаусса и получено значение массы:

$$M^W = 80,7 \pm 0,6 \text{ ГэВ}$$

Это значение хорошо согласуется с табличным значением для массы W -бозона. Полученное значение массы имеет меньшую погрешность, и лучше совпадает с табличными значениями, чем в предыдущем разделе.

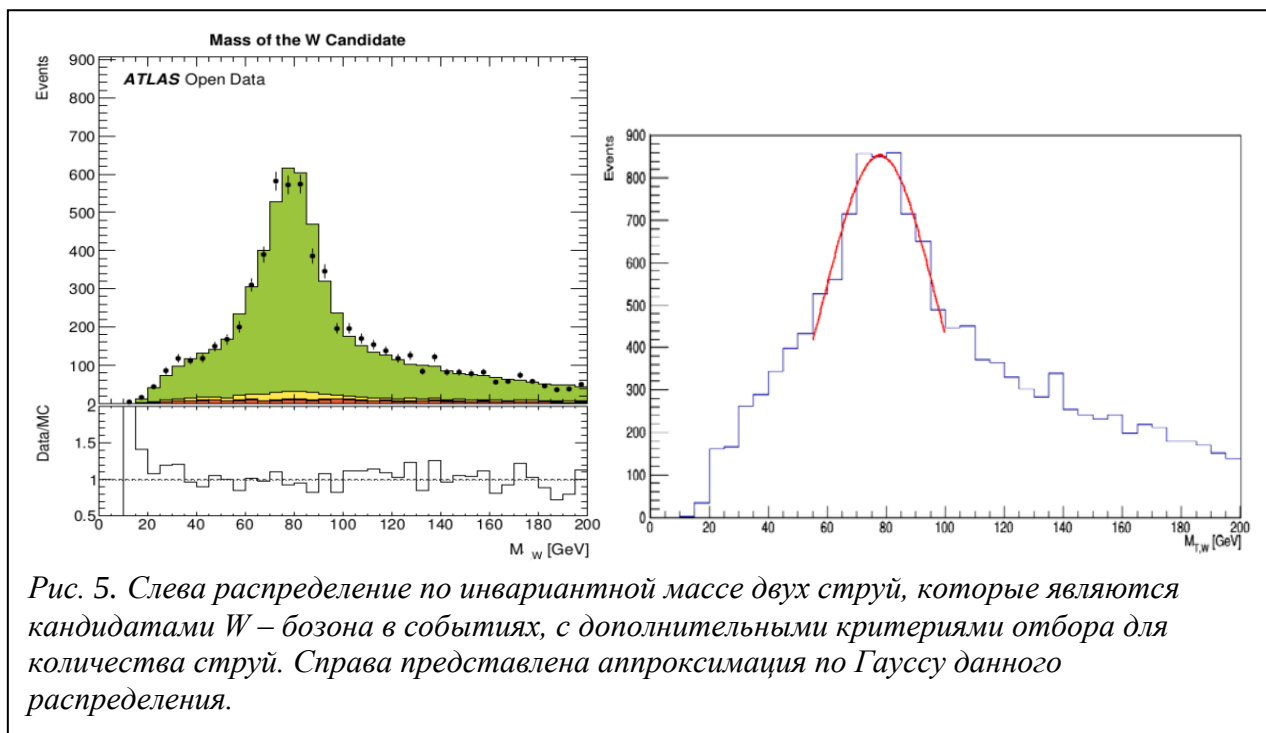


Рис. 5. Слева распределение по инвариантной массе двух струй, которые являются кандидатами W – бозона в событиях, с дополнительными критериями отбора для количества струй. Справа представлена аппроксимация по Гауссу данного распределения.

1. ATLAS Collaboration ATL-OREACH-PUB-2016-001.
2. Brun R., Rademakers F. ROOT: An object oriented data analysis framework, Nucl. Instrum. Meth. 1997. A389. P. 81.
3. The ATLAS Collaboration Measurement of the top quark mass in the $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ channel from $\sqrt{s} = 8$ TeV ATLAS data and combination with previous results // arXiv: 2019.
4. The ATLAS Collaboration Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment // 2016.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОВКИ МЕДИЦИНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

А.А. Щербаков¹, Е.Н. Лыкова¹, А.П. Черняев¹, С.А. Золотов¹, М.В. Желтоножская¹

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

E-mail: Alexey.Sherbakow@gmail.com

Для лечения онкологических заболеваний активно применяются медицинские линейные ускорители электронов, используемые как для создания пучков электронов, так и для получения тормозного фотонного излучения. При взаимодействии пучка тормозных фотонов с энергией выше 8 МэВ с конструктивными элементами ускорителя протекают фотоядерные реакции, в результате которых образуются вторичные частицы, в основном, нейтроны. Данным излучением может быть обусловлена дополнительная дозовая нагрузка на пациента, а также неприемлемые условия для работы персонала.

Вклад фотонейтронного излучения в дозу в условиях процедурного кабинета не оценивается и не учитывается в современных системах планирования.

Для оценки вклада вторичных частиц в дозу моделируется головка медицинского линейного ускорителя электронов. Модель верифицируется на основе глубинного дозового распределения в воде для медицинского линейного ускорителя Varian Trilogy. Оценивается вклад вторичных нейтронов в дозу.

Для моделирования головки используется инструментарий GEANT4 (англ. GEometry ANd Tracking – геометрия и трекинг), реализующий метод Монте-Карло для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество. В основе GEANT4 лежит язык программирования C++, следовательно, ему присущи все свойства объектно-ориентированных языков программирования.

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

Схема модели представлена на рисунке 1. Геометрия модели была основана на примере «MedicalLinac2», включенного в пакет GEANT4 и адаптирована под эксперимент. Модель включает в себя:

- Тормозную мишень, представляющую собой вольфрамовый слой толщиной 1,5 мм и медный слой толщиной 3 мм, необходимый для поглощения медленных электронов;
- Первичный коллиматор, состоящий из двух частей. Первая часть представляет собой цилиндрический слой из вольфрама длиной 6 см,

внешний радиус которого равен 8 см, а внутренний – 1 см. Вторая часть представляет собой вольфрамовый цилиндр длиной 6,2 см с отверстием в форме усеченного конуса на оси симметрии. Большой радиус конуса равен 4 см, меньший – 2 см;

- Сглаживающий фильтр, представляющий собой два соосных конуса: один танталовый длиной 2,5 см, другой из железа длиной 5 см.
- Ионизационной камеры, представляющей собой шесть последовательных пластин круглой формы, выполненных из каптона.
- Шторок, представляющих собой прямоугольные параллелепипеды, выполненные из вольфрама. Сторона основания равна 2 см, а высота – 6 см. Параллелепипеды ориентированы попарно перпендикулярно и необходимы для придания формы полю излучения.

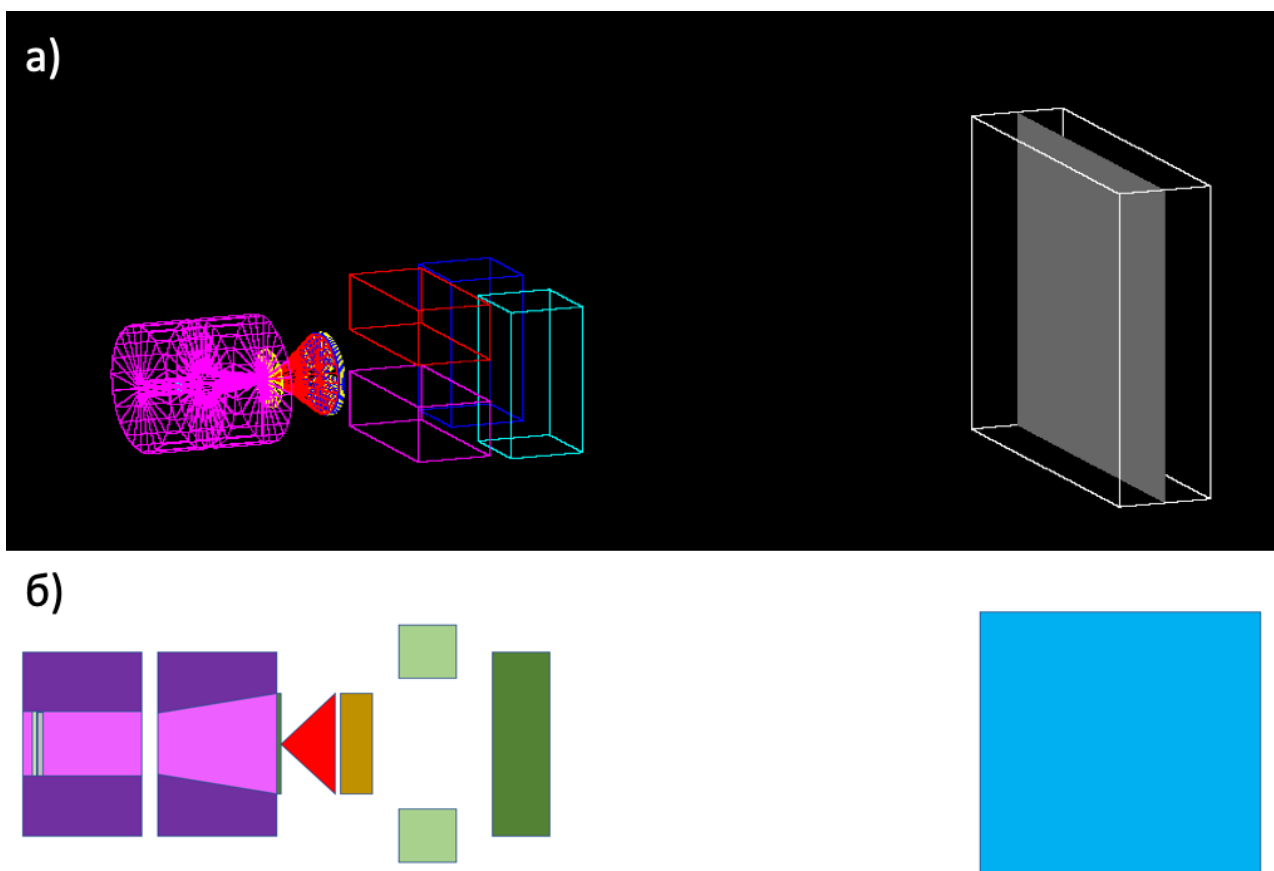


Рисунок 1. Модель эксперимента
(а) – визуализация GEANT4; б) – схема)

На тормозную мишень падает моноэнергетический пучок электронов (форма и размер пучка в поперечном срезе – $20 \times 20 \text{ мм}^2$, квадрат; энергия электронов 20 МэВ). В результате облучения из мишени вылетает немонахроматический пучок тормозных фотонов, которые после прохождения головки ускорителя падают на водный фантом (куб, линейные размеры $20 \times 20 \times 20 \text{ см}^3$). Расстояние между тормозной и детектирующей мишенями –

100 см. При взаимодействии тормозных фотонов с конструкционными материалами головки ускорителя в результате фотоядерных реакций образуются вторичные частицы.

В результате моделирования были получены оценки дозы для процедурного кабинета (соответствует вкладу в дозу для телесного угла 2π стерadian) и для пациента (соответствует телесному углу 4 стерadian). Измерения выполнялись при статистике в 500 миллионов первичных частиц.

ОЦЕНКА РЕКОНСТРУКЦИИ СПЕКТРА ДВУХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ОТ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ГЛУБИННЫМ ДОЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ

У.А. Близнюк¹, П.Ю. Борщеговская¹, В.С. Ипатова^{1,2},
Ф.Р. Студеникин^{1,2}, А.Д. Никитченко¹, А.П. Черняев^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

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

E-mail: vikkipatova@gmail.com

Введение

На сегодняшний день радиационные технологии используются во многих областях науки и техники, в частности, в медицине для лечения и диагностики различных заболеваний; для стерилизации медицинского оборудования; в пищевой промышленности для фитосанитарной обработки сельскохозяйственных культур и продления сроков годности продукции; в досмотровых комплексах для обеспечения безопасности и многое другое [1].

В качестве источников ионизирующего излучения для проведения радиационной обработки (далее РО) применяются ускорители электронов, (также являющиеся генераторами тормозного излучения) и радиоактивные источники гамма-излучения. Выбор источника излучения зависит от типа обрабатываемого объекта, а также многих технических и экономических факторов, таких, как цель обработки, скорость ее проведения и др. Следует отметить, что ускорители электронов представляют собой удобный тип источника излучения с возможностью варьирования параметров обработки (ток пучка, ширину и частоту развертки, скорость конвейерной ленты и т.д.) непосредственно во время облучения, в отличие от радиоактивных источников гамма-излучения [2].

Для предварительной оценки эффективности облучения при РО ускоренными электронами необходимо знать глубинное дозовое распределение по объему обрабатываемого объекта, которое зависит от спектрального состава пучка. Как правило, точное измерение спектров является трудоемкой и нетривиальной задачей и может быть получено напрямую при помощи магнитных анализаторов, однако, их использование на практике является сложным и требует заранее предусмотренного в конструкции ускорительной структуры дорогостоящего оборудования [3]. Альтернативным методом получения энергетического спектра пучка является непрямой подход с использованием методов компьютерного моделирования.

Целью данной работы является оценка возможности реконструкции энергетических спектров ускорителей с энергиями от 5 МэВ до 10 МэВ по глубинным дозовым распределениям в известном веществе на примере двух монохроматических пучков.

Материалы и методы

Поскольку каждой энергии электронов соответствует свое глубинное дозовое распределение, то становится возможным восстановить энергетический спектр путем решения обратной задачи.

Введем функцию $a(E)$, представляющую собой энергетическую плотность пучка с энергией, сосредоточенной в отрезке $[E, E+dE]$. Тогда, учитывая, что функция $a(E) \geq 0$, суммарная энергия пучка будет выражаться следующим образом:

$$\int_0^{+\infty} a(E) dE = \check{E}.$$

Также введем функцию $d(x, E)$, описывающую дозовое распределение пучка в объеме некоторого вещества, численно равную поглощенной в некоторой точке x дозе электронного излучения с энергией $[E, E+dE]$. Тогда пространственное распределение поглощенной дозы $D(x)$ с непрерывным энергетическим спектром можно найти следующим образом:

$$D(x) = \int_0^{+\infty} d(x, E) a(E) dE. \quad (1)$$

Далее, разобьем спектр пучка на M интервалов и приблизим его в каждом интервале $[E_j - \Delta E, E_j + \Delta E]$ монохроматическим пучком с энергией E_j . Тогда функция $a(E)$ запишется в виде суммы дельта-функций Дирака:

$$a(E) = \sum_{j=1}^M a_j \delta(E - E_j).$$

Отсюда легко получить:

$$\begin{aligned} D(x) &= \int_{E_1 - \Delta E}^{E_M + \Delta E} d(x, E) a(E) dE = \int_{E_1 - \Delta E}^{E_M + \Delta E} d(x, E) \sum_{j=1}^M a_j \delta(E - E_j) dE = \\ &= \sum_{j=1}^M a_j d(x, E_j). \end{aligned}$$

Поскольку величина поглощенной дозы находится в конечной Δ -окрестности точки x , тогда разбив на N равных интервалов длиной Δ , суммарная доза, поглощенная веществом на отрезке $[x_i - \frac{\Delta}{2}, x_i + \frac{\Delta}{2}]$, будет равна:

$$D_i = \int_{x_i - \frac{\Delta}{2}}^{x_i + \frac{\Delta}{2}} D(x) dx = \sum_{j=1}^M a_j \int_{x_i - \frac{\Delta}{2}}^{x_i + \frac{\Delta}{2}} d(x, E_j) dx = \sum_{j=1}^M a_j d_{ij}.$$

Таким образом, спектр пучка можно найти, решив следующую систему уравнений:

$$D_i = \sum_{j=1}^M a_j d_{ij} . \quad (2)$$

Итак, задачей реконструкции является восстановление энергетического спектра пучка из глубинного дозового распределения по объему исследуемого вещества, путем решения системы из N уравнений (число точек, расположенных вдоль оси пучка в объеме вещества) с M переменными (число энергий от 5 до 10 МэВ с заданным шагом по энергии). Идентификация параметров источника излучения с помощью ограниченного количества внешних детекторов схожа с задачами обратного переноса излучения, которые известны своей плохой обусловленностью, в том смысле, что они могут стать нестабильными при небольших изменениях входных данных. Очевидно, что число энергетических групп M не может быть больше, чем число измерений N . Однако, при $M=N$ матрица системы может быть плохо обусловленной и небольшие погрешности в начальных условиях (D_i), возникающие в следствие неточности экспериментальных измерений, могут привести к большим изменениям в значениях a_j . Поэтому вместо системы линейных алгебраических уравнений представляется рациональным решать переопределенную систему и минимизировать суммы квадратов компонент вектора невязки в виде:

$$\min \rightarrow \sum_{i=1}^N (D_i - \sum_{j=1}^M a_j \cdot d_{ij})^2. \quad (3)$$

Из минимизации данного функционала находится набор значений a_j , который и определяет спектр. Точность спектра определяется количеством N измеренных точек x_i .

Для решения обратной задачи реконструкции спектра по дозовому глубинному распределению, т.е. для минимизации функционала (3), использовался метод наименьших квадратов, с помощью которого проводился итерационный подбор значений спектра в отдельных энергетических группах, минимизируя среднеквадратичное отклонение получающегося расчетного распределения дозы от экспериментальных данных. Поскольку решение системы уравнений может содержать отрицательные значения, было наложено дополнительное ограничение $a_j \geq 0$, являющееся необходимым требованием для данной задачи.

Для реализации данного метода был задан энергетический спектр, представляющий из себя набор монохроматических пучков с энергиями от 5 МэВ до 10 МэВ с шагом 0.1 МэВ. Для данного набора рассчитывались глубинные дозовые распределения в алюминиевом фантоме путем компьютерного моделирования с использованием программного кода GEANT4. GEANT4 – пакет программного обеспечения, разработанный в CERN и позволяющий моделировать прохождением заряженных частиц через вещество. В основе лежит метод Монте-Карло, применяемый для решения широкого спектра задач в физике высоких энергий [4,5].

Моделировалось одностороннее облучение фантома из алюминия (плотность – 2.7 г/см^3), представляющего собой куб со стороной 100 мм, который разбивался на $n = 100$ слоев толщиной 1 мм вдоль оси X (рис. 1а), моноэнергетическими пучками электронов в диапазоне от 5 до 10 МэВ с шагом 0.1 МэВ. Количество частиц в пучке составляло 10^5 единиц. Пучок ускорителя электронов моделировался прямоугольным пучком с размерами 12 см $\times$ 12 см. По результатам расчета на GEANT4 были получены глубинные дозовые распределения в кубическом фантоме из алюминия с точностью 2 % (рис. 1б).

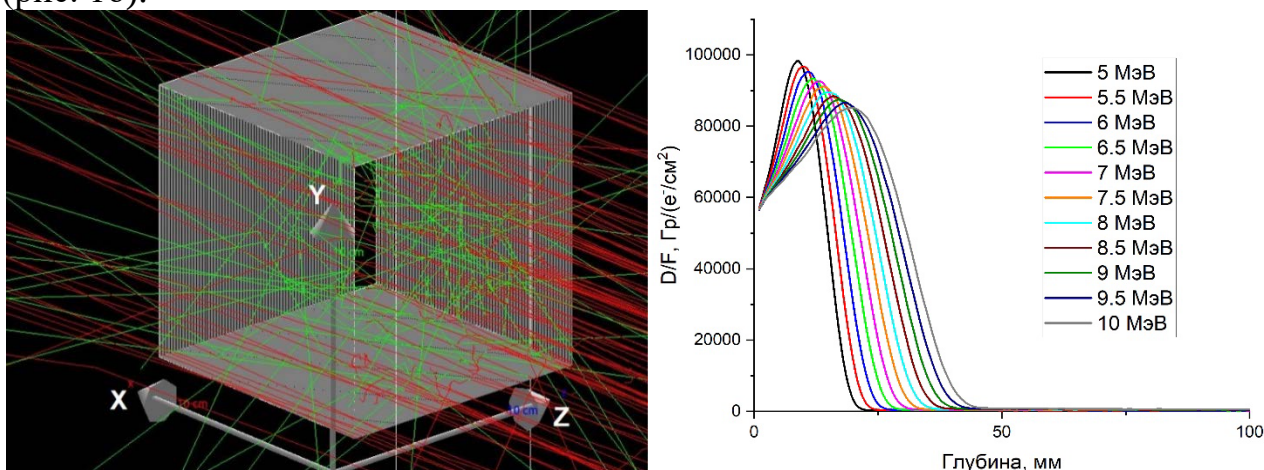


Рисунок 1. а) Компьютерное моделирование облучения алюминиевого фантома пучком ускоренных электронов, направленного вдоль оси X (красные линии – электроны, зеленые линии – фотоны); б) Зависимость значений D/F [Гр/(e/cm²)] в слоях фантома из алюминия от глубины X (мм) при обработке электронами с энергией 5 - 10 МэВ

С учетом рассчитанных глубинных дозовых распределений, производилась реконструкция спектра, состоящего из двух монохроматических пучков с энергиями от 5 до 10 МэВ путем математического моделирования.

Поглощенная доза, создаваемая пучком, спектр которого состоит из двух компонент, с весами a и $(1 - a)$ выражается следующей формулой:

$$\tilde{D}(x_i) = aD(x_i, E_j) + (1 - a)D(x_i, E_k).$$

В данном случае для всех возможных энергетических пар от 5 до 10 МэВ с шагом 0.1 МэВ спектр успешно реконструируется с ошибкой по a менее 1% по отношению к исходному. Однако на практике результаты измерений дозовых кривых известны с некоторой погрешностью. Таким образом, поглощенная доза с учетом погрешности измерения рассчитывается по следующей формуле:

$$\hat{D}(x_i) = \tilde{D}(x_i) + \delta\tilde{D}(x_i),$$

где $\delta\tilde{D}(x_i)$ – случайная величина, распределенная по нормальному закону со средним значением $\tilde{D}(x_i)$ и дисперсией $\sigma_i^2 = R^2 \times \tilde{D}^2(x_i)$.

Результаты

Была проведена серия расчетов по восстановлению энергетического спектра, состоящего из двух монохроматических пучков, для разных пар из набора от 5 до 10 МэВ с приращением 0.1 МэВ с подбором оптимальных значений погрешностей измерений, при которых линии различаются с

ошибкой не более 20% для a (доля в спектре большей энергии) в диапазоне 0.1-0.9.

Было получено, что при увеличении шага между соседними энергиями, увеличивается точность восстановления спектра. Так, например, две энергетические линии 9.9 МэВ и 10 МэВ различаются с ошибкой не более 20% для a при погрешности измерений менее 10%, в свою очередь, линии 9.5 МэВ и 10 МэВ различаются с той же точностью, но для больших значений погрешностей измерений до 20%.

Так же установлено, что для меньших энергий восстановление спектра, состоящего из двух монохроматических пучков, происходит лучше, чем для больших энергий. Так, например, две энергетические линии 9.9 МэВ и 10 МэВ различаются с ошибкой не более 20% для a при погрешности измерений менее 10%, а линии 5 МэВ и 5.1 МэВ различаются с ошибкой не более 20% для a при погрешности измерений менее 15%. Вероятно, это связано с тем, что высокоэнергетические электроны имеют более высокую проникающую способность в веществе, чем низкоэнергетические. В связи с этим, их распределение в объеме вещества оказывается более смазанным, следовательно, точность восстановления становится хуже.

1. *А.П. Черняев* Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина / Москва: Издательство Московского университета. 2019. 231 с.
2. *А.П. Черняев, С.М. Варзарь, А.В. Белоусов А.В. и др.* Перспективы развития радиационных технологий в России // *Ядерная физика*. 2019. Т. 82, № 5. С. 425–439.
3. *J. Bauche et al.* A magnetic spectrometer to measure electron bunches accelerated at AWAKE // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2019. V. 940. P. 103-108.
4. *U.A. Bliznyuk, P.Y. Borchegovskaya, A.P. Chernyaev et al.* Computer simulation to determine food irradiation dose levels // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. 2019. V.365. P. 012002.
5. *K. Jongsoon, G.R. Moreira, E.M. Castell-Perez* Improving phytosanitary irradiation treatment of mangoes using Monte Carlo simulation // *Journal of Food Engineering*. 2015. V. 149. P. 137–143.

Сравнение программ симуляции распространения излучения методом Монте-Карло для установок протонной терапии

Г.В. Мерзликин^{1,2}, Е.Н. Лыкова¹, И.А. Яковлев², С.В. Акулиничев

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

²Институт ядерных исследований Российской академии наук, Троицк, Россия

E-mail: grishamerzlikin@gmail.com

Протонная лучевая терапия является одним из наиболее точных методов подведения радиационного излучения при лечении онкозаболеваний. Благодаря особенностям распределения излучения протонная терапия позволяет снизить лучевую нагрузку на пациента по сравнению с другими методами конвенциональной лучевой терапии, такими как, например, фотонная [1]. Сравнительно малое рассеяние протонов в мягких тканях, а также характерное глубинное распределение дозы позволяет подводить предписанную дозу к мишени целенаправленно, в отличие от фотонов, которые имеют определённый предел в улучшении формирования дозового распределения [1]. Таким образом, в ПЛТ обеспечивается повышенная конформность излучения.

Процесс терапии пучком протонов включает в себя следующие основные стадии:

- диагностику и выбор метода лечения; реконструкцию изображения анатомических структур и планируемого объема (PTV);
- планирование лучевого лечения и его симуляцию (воспроизведение лечебного положения пациента и расположения полей при помощи рентгеновского изображения на реальном симуляторе или компьютерное моделирование);
- непосредственно лечение (облучение пациента пучком протонов).

Методы формирования протонного пучка для клинического применения можно условно разделить на два типа: метод активного сканирования тонким пучком и метод пассивного рассеяния.

Метод активного сканирования предполагает использование узкого, т.н. «карандашного» пучка. При помощи системы магнитов траектория движения пучка изменяется так, что весь объём мишени облучается последовательно. Обычно сканирование происходит послойно по зигзагообразной траектории в плоскости, перпендикулярной плоскости распространения пучка. Слой, т.е. глубина проникновения частиц в вещество, определяется энергией, налетающих частиц и параметрами облучаемой среды. Так, мишень условно разделяют на уровни - слои в зависимости от глубины проникновения. Начиная с самого дальнего слоя, происходит сканирование в плоскости, затем энергию уменьшают и сканирование происходит в следующей плоскости.

Также для формирования протонного пучка применяется метод пассивного рассеяния. Он предполагает использования вспомогательных объектов на пути пучка, которые называются устройствами формирования. Такие объекты изменяют энергетический спектр и профиль пучка, тем самым модифицируя результирующее глубинное распределение поглощённой дозы, а

также меняют пространственное распределение проходящего через них пучка. Метод пассивного рассеяния обладает тем недостатком, что при его использовании на элементах системы формирования рождается поток вторичных частиц (нейтронов), однако он является более простым и дешёвым, нежели метод карандашного пучка [2]. Именно этот метод на примере ряда простейших экспериментальных модельных установок исследуется в данной работе.

Одним из наиболее точных инструментов для расчёта прохождения излучения через вещество является метод Монте-Карло. Существует множество программ, использующих этот метод для моделирования процесса прохождения излучения через вещество и численных расчётов поглощённой дозы. Одна из них — это набор библиотек для C++ «GEANT4», разработанный в CERN. Она широко применяется для проведения практических расчётов, и хорошо зарекомендовала себя, неоднократно показав хорошее соответствие с результатами экспериментов. Однако GEANT4 требует большего машинного времени для проведения расчётов, а переход на новую геометрию требует корректировки подпрограмм, т.е. задания исходных данных.

Существует множество альтернатив GEANT4, одной из которых является программа SRNA, использующая в расчетах упрощённую физическую модель, а ее реализация не требует сложного описания геометрии. Важно отметить, что SRNA для своих расчётов требует примерно в 20 раз меньше времени машинного вычисления.

Предложенная работа заключается в сравнении симуляций GEANT4 и SRNA на примере исследования распределения дозы в водном фантоме. Результатом исследования является вывод о возможности использования указанных программ для расчёта прохождения протонного излучения через вещество.

[1] Пряничников А.А., Черняев А.П., Хорошков В.С. ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ И ТЕХНИКУ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ, Москва, 2019, стр. 20-24, 32-41

[2] Яковлев И.А. Методы повышения конформности протонной лучевой терапии, Москва 2018, стр.9-19

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ CS-132 ДЛЯ ЦЕЛЕЙ БРАХИТЕРАПИИ

М.А. Мочалова¹, М.В. Желтоножская¹, Е.Н. Лыкова¹, А.П.Черняев¹
¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: elinamkh97@gmail.com

В современном мире большое значение уделяют оказанию высокотехнологичной, точной и качественной медицинской помощи, в том числе, это касается лечения онкологических заболеваний. Эти заболевания вызваны массовыми нарушениями механизмов работы клеток, приводящими к затрудненному функционированию близлежащих здоровых органов. Одним из методов лечения является лучевая терапия (ЛТ).

В этом докладе рассматривается брахитерапия – такая ЛТ, при которой источник излучения располагается как можно ближе к онкологической структуре, или вводится непосредственно в опухоль; применяется для небольших, хорошо локализованных образований [1]. Таким образом, брахитерапевтические методы позволяют получать лучшее дозовое распределение, нежели в случае близкофокусной или дистанционной лучевой терапии. Так как излучение в тканях тормозится (происходит геометрическое ослабление), появляется возможность минимального облучения окружающих здоровых структур при подведении даже более высоких доз.

Можно классифицировать брахитерапию по типу имплантации:

1. Внутриполостная, - применяется на опухолях в полых органах (в том числе, носоглотка, матка, мочевого пузыря, прямая кишка). В полость вводится коллоидный раствор β -активного нуклида, период полураспада которого таков, что к концу курса лечения нуклид почти полностью распадется. Для этого подходят и используются, например, ^{90}Y , ^{32}P , ^{198}Au .
- 1.1. Также для внутриполостной брахитерапии используют долгоживущие изотопы (например, ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{252}Cf). Их вводят с помощью эндостатов (аппликаторов - устройств доставки); их положение и длительность нахождения источника в полости контролируется с помощью рентгенографии, УЗИ, КТ и МРТ. Эндостаты представляют из себя трубки, в которые доставляется радиоактивный источник из специальных аппаратов (например - MultiSource).
2. Внутритканевая, - в организм вводятся короткоживущие β -активные препараты в виде игл или «семян». Наиболее часто таким методом лечат рак простаты. Для имплантации используют временные (иридий) и постоянные (иод, палладий) источники.
3. Аппликационная, - она же поверхностная; достаточно пластичный для плотного прилегания к области с патологией аппликатор с β -, реже - γ -источниками излучения используется для лечения различных видов рака кожи (например, базалиом) и опухолевых поражений глаз.

4. Внутрисосудистая, - используется для лечения атеросклеротических бляшек и уменьшения эффекта рестеноза коронарных сосудов после стентирования. Обычно задействованы следующие радиоактивные изотопы ^{32}P , $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, ^{192}Ir в виде «зёрен».

По способу введения радионуклида брахитерапию подразделяют на два типа: ручная (manual afterloading) и автоматическая (remote afterloading).

В зависимости от клинической картины у конкретного пациента выбирается также и мощность подводимой дозы. Так, брахитерапия с ручным введением чаще всего употребляется в случаях с низкой мощностью дозы (LDR), порядка 0,5-1 Гр/ч. MDR, средняя мощность, уже сочетается с технологиями аутолоадинга (например, при лечении рака матки); большая часть аппаратуры подводит мощность в пределах 1,5-2 Гр/ч, однако MDR распространяется на интервал 1 – 12 Гр/ч. В случае > 12 Гр/ч (0,2 Гр/мин) – высокая мощность дозы, HDR. На практике часто употребляют 2 Гр/мин. Для сравнения, предельно допустимая доза от рентгеновских исследований составляет 0,1 Гр/год.

В настоящее время в качестве источников для брахитерапии активно используются только шесть: ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir , ^{125}I , ^{103}Pd , ^{90}Sr . [2] Относительно редко применяются радионуклиды ^{198}Au , ^{106}Ru и ^{252}Cf . Как правило, источники помещаются в капсулы, которые, придавая источникам необходимую герметичность и жесткость, поглощают также α - и β -частицы в тех случаях, когда они образуются при радиоактивном распаде. «Полезное» излучение, испускаемое такими источниками, включает: γ -излучение, представляющее обычно наиболее важную компоненту эмиссии; характеристическое излучение, образующееся в случаях захвата электронов или в событиях внутренней конверсии электронов; характеристическое излучение, образующееся в капсуле источника; тормозное излучение, образующееся в источнике и его капсуле.

В последние годы повсеместное признание в лечении рака предстательной железы, одного из наиболее распространённых злокачественных новообразований у мужчин, получил метод брахитерапии с применением ^{125}I (период полураспада 59 суток, энергия излучения 28,5 кэВ). Уже с 2003 г. в США FDA (US Food and Drug Administration) одобрили для клинического использования в лечении этого вида рака радиоимплантанты ^{131}Cs . С 2004 г. одним из основных производителей ^{131}Cs является американская компания IsoRay. [3]

По результатам исследований было получено, что у пациентов, которым произвели имплантацию ^{131}Cs , уровень биохимической безрецидивной выживаемости составил 91-97%, - это хороший показатель, свидетельствующий о высокой эффективности препарата. Энергия излучения ^{131}Cs составляет 34 кэВ, а период полураспада равен 9,7 суток, поэтому 90% дозы в опухоли ^{131}Cs обеспечивает за 30 дней, тогда как ^{125}I - за 6 месяцев. Скорость репопуляции раковых клеток простаты составляет 1,5% в день, т.е. увеличение их количества в два раза происходит за 67 дней. Таким образом,

скорость уничтожения раковых клеток при использовании ^{131}Cs существенно выше скорости их репопуляции.

В настоящее время Cs-131 в основном нарабатывается в ядерных реакторах из природного бария, который представляет собой естественную смесь семи изотопов бария. Главная проблема массового производства Cs-131 связана с тем, что содержание Ba-130 в природной смеси - всего 0,1% (при облучении данного изотопа образуется барий-131, из которого и получают ^{131}Cs [4]). Приходится облучать очень большие объемы, что приводит к образованию значительного количества неиспользуемых радиоактивных отходов. При этом, в традиционных технологиях для выделения Cs-131 из смеси облученных изотопов бария используют сложные и дорогостоящие радиохимические методы. Наконец, возникают сложности логистические. Период полураспада ^{131}Cs составляет 9,7 суток, за которые его нужно расфасовать и доставить в клинику. Реакторы располагаются на регламентированном отдалении от крупных населенных пунктов, что препятствует оперативной доставке в медицинские учреждения.

Технология наработки этого радионуклида на ускорителе предполагает существенное упрощение и удешевление его получения минимум в 2 раза. В результате наработки образуется смесь всего из 2 изотопов: ^{132}Cs (период полураспада 6,5 дней) и требуемого ^{131}Cs (период полураспада 9,7 дней). В случае приостановки наработки, через 90 дней примесь ^{132}Cs не будет превышать 5%.

В последующих работах планируется изучить именно ^{132}Cs . Подобные исследования нужны, так как, в случае успеха, позволят не ждать накопления необходимого количества цезия-131, а предварительно использовать ^{132}Cs в аппаратах с низкой мощностью дозы, - изучаемый изотоп претерпевает β -распады с энергией электронов порядка 600 кэВ. Более того, это обеспечит возможность непрерывной работы в клиниках и решит проблему с неиспользуемыми отходами производства.

1. Ravinder Nath, Lowell L. Anderson. Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendation of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43
2. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/> Радиоактивные изотопы, образующиеся при делении
3. <https://isoray.com/clinicians/research/>
4. R.L. Heath. Scintillation Spectrometry. Gamma-ray spectrum catalogue. Idaho National Engineering & Environmental Laboratory, 1997

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ИЗОТОПА ZR-89 НА ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

М.В. Желтоножская, В.А. Желтоножский, П.Д. Ремизов, Д.А. Юсюк.

*Физический факультет
МГУ имени М.В. Ломоносова
119234, Москва, ул. Ленинские Горы, 1с2
pd.remizov@physics.msu.ru.*

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) – диагностический метод, основанный на применении позитрон-излучающих радиофармпрепаратов, который позволяет строить трёхмерную реконструкцию функциональных процессов в организме. Нарушение нормального функционирования ткани позволяет судить о заболевании задолго до появления морфологических изменений.

В методике ПЭТ регистрируется пара гамма-квантов, возникающих при аннигиляции позитронов и электронов. Самым популярным радиофармпрепаратом для ПЭТ является меченная ^{18}F глюкоза, однако этот препарат не является универсальным, так как не способен обнаружить медленно растущие опухоли и дифференцировать опухоль от таких процессов, как воспаление, инфекция, туберкулез и саркоидоз. Кроме того, высокое поглощение в мозге и кишечнике приводит к невозможности диагностики очагов в этих областях [1].

Поэтому последние два десятилетия непрерывно происходит разработка альтернативных агентов визуализации, специфичных для данного заболевания или биологического процесса. Одним из наиболее перспективных классов переносчиков позитронов считаются моноклональные антитела [2], а соответствующую методику принято называть Иммуно-ПЭТ. Иммуно-ПЭТ позволяет обнаружить локализации заболевания, дифференцировать пациентов по эффективности связывания антител с антигенами-мишенями, тем самым отобрав тех пациентов, для которых больше вероятность успешного исхода радиоиммунотерапии, а также провести её предварительную дозиметрию. Кроме того, методом иммуно-ПЭТ можно наблюдать за эффективностью лечения [3].

Поскольку антитела имеют время жизни в организме от нескольких дней до недель, а оптимальное соотношение сигнала в опухоли к фону достигается через 2-4 дня после инъекции [2], необходимо, чтобы радиоактивный изотоп обладал сопоставимым периодом полураспада. Среди используемых ПЭТ-изотопов этому требованию удовлетворяют лишь ^{124}I (4,2 дня) и ^{89}Zr (78,4 часа). При этом распад ^{124}I сопровождается излучением набора гамма-линий, среди которых присутствует линия 603 кэВ. Сцинтилляционные детекторы ПЭТ-сканеров не способны отличить эти гамма-кванты от аннигиляционных фотонов с энергией 511 кэВ, что ухудшает качество изображения. Также

отношение сигнал-шум понижается из-за плохого удержания ^{124}I в клетках после интернализации антител [4].

Поэтому оптимальными физическими характеристиками для Иммуно-ПЭТ обладает изотоп ^{89}Zr : он распадается с периодом полураспада 78,41 ч посредством позитронной эмиссии и захвата электронов в промежуточное состояние $^{89\text{m}}\text{Y}$, которое, в свою очередь, распадается до стабильного ^{89}Y (15,7 с) посредством гамма-излучения 909 кэВ. Разница между испускаемой энергией и энергией аннигиляционных гамма-квантов (511 кэВ) не позволяет последним мешать обнаружению совпадающих гамма-квантов на сцинтилляционных детекторах ПЭТ-установки.

Традиционно ^{89}Zr получают на циклотронах в реакциях (p, n) и $(d, 2n)$. Преимуществом этих методов является использование в качестве мишеней иттрия, химически неактивного металла, состоящего из единственного стабильного изотопа ^{89}Y [5]. Однако в обоих методах представляет особую проблему исключение изотопных примесей ^{88}Zr (83,4 дней) и его дочернего изотопа ^{88}Y (106 дней), образующихся в $(p, 2n)$ или $(d, 3n)$ -реакциях. Поэтому поиск альтернативных способов получения ^{89}Zr является актуальной задачей.

Одним возможных вариантов является получение ^{89}Zr в фотоядерных реакциях на ускорителях электронов, которые обладают неоспоримыми преимуществами: небольшие размеры установки, простота в обслуживании и дешевизна по сравнению с ускорителями протонов и дейтронов.

В своём исследовании мы оценивали возможность наработки ^{89}Zr при облучении молибденовой мишени, обогащённой изотопом ^{94}Mo , на ускорителе электронов 20 МэВ (Varian Trilogy), который используется для лучевой терапии злокачественных новообразований.

Облученная мишень измерялась на полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия большого объема с энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамма-линии 1332 кэВ ^{60}Co .

Ожидалось, что, согласно статистической модели, реакция $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$ будет иметь низкий выход, благодаря влиянию кулоновского барьера, что приводит к смещению максимума функции возбуждения в область энергий больше 20 МэВ. В результате оказалось, что экспериментальный выход ^{89}Zr на порядок больший, чем ожидалось из расчетных данных, полученных в рамках статистической модели.

Наши исследования показали, что для граничных энергий тормозного излучения меньше 20 МэВ фотоядерные реакции с вылетом заряженных частиц проходят через механизм прямых реакций, что приводит к уменьшению порога реакции на 10-20 МэВ, так как в прямых реакциях влиянием кулоновского барьера можно пренебречь. При расчетах процессов с использованием модели составного ядра, ожидаемый порог реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$ составлял 24 МэВ, из них 13 МэВ – кулоновский барьер. Однако в эксперименте с пучком тормозных гамма-квантов с максимальной энергией 20 МэВ наблюдалось возбуждение циркония-89, выход которого составил 2 мб×МэВ.

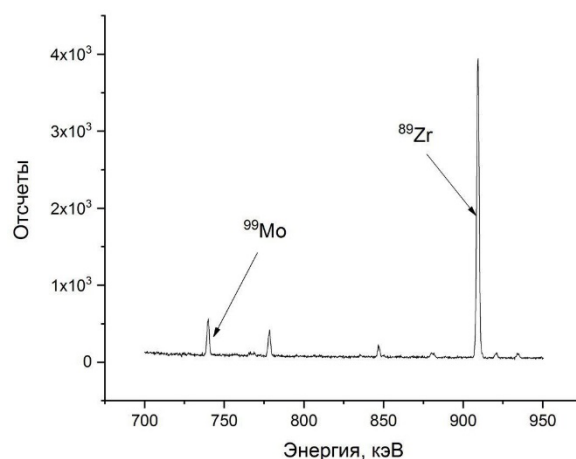


Рис. 2. Фрагмент полученного спектра.

Таким образом, при облучении мишени молибдена-94 весом около 10 г и током 0,1 мА в течение одного периода полураспада Zr-89 пучком тормозных гамма-квантов с максимальной энергией 20 МэВ нарабатывается активность ^{89}Zr $\sim 10^{11}$ Бк при отсутствии прочих изотопных примесей циркония (для диагностики пациентов используется активность ^{89}Zr порядка 10^8 Бк [6]).

Распространённость радиотерапевтической техники, а также отсутствие примеси ^{88}Zr делают исследуемую методику более привлекательной с коммерческой и медицинской точек зрения по сравнению с традиционным методом наработки ^{89}Zr . Предлагаемый способ получения Zr-89 может позволить организовать ПЭТ-диагностику на базе существующих онкоцентров с ускорителями с максимальной энергией пучка 20 МэВ.

1. I. Velikyan. "Radionuclides for imaging and therapy in oncology" Cancer theranostics 2014. 17: 285-325.
2. G.A. van Dongen, et al.: "ImmunoPET: a navigator in monoclonal antibody development and applications" // Oncologist 2007.12: 1379-89.
3. S. Reddy, M. Robinson: "ImmunoPET In Cancer Models" // Semin Nucl Med. 2010 May. 40(3): 182–189.
4. Y. Zhang, H. Hong, W. Cai. "PET tracers based on Zirconium-89". Curr Radiopharm. 2011 Apr.4(2):131-9. doi: 10.2174/1874471011104020131. PMID: 22191652. PMCID: PMC3246366.
5. G.M. Dias, C.F. Ramogida, N.A. Zacchia: "89-Zr for antibody labeling and in vivo studies – A comparison between liquid and solid target production" Nucl Med Biol. 2018 Mar. 58: 1-7.
6. Melissa A. Deri, et. al.: "PET Imaging with 89Zr: From Radiochemistry to the Clinic". Nucl Med Biol. 2013 January. 40(1): 3–14.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИСТОРСИИ МРТ-ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

А.П. Стрелковская¹, Е.Н. Лыкова¹, А.П. Черняев¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: anastasya.belkina@mail.ru

Целью дозиметрического планирования лучевой терапии является максимальное повреждение мишени при минимальной дозовой нагрузке на окружающие ткани. Поэтому планирование лучевой терапии является обязательным этапом подготовки к лечению. Процесс планирования лучевого лечения представляет собой очень сложную процедуру. Точное планирование возможно только при наличии достаточных данных о пациенте: контур тела, взаимное расположение и плотность внутренних структур, местоположение и протяженность объема мишени и т.д. Такие данные можно получить с помощью компьютерной томографии (КТ), ультразвукового исследования (УЗИ), позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), магниторезонансные исследования (МРТ) [1].

КТ является золотым стандартом визуализации. Клиническое применение КТ в ЛТ началось в конце семидесятых годов прошлого века, а в настоящее время эти исследования пациентов приобрели в онкологических клиниках статус обязательных. Однако для более точного определения объемов облучения и критических органов используют магниторезонансное исследование (МРТ). В основе МРТ лежит измерение радиочастоты излучения, возникающего при изменении состояния спина ядер водорода в присутствии сильного магнитного поля. В то время как КТ связана с различием в коэффициентах ослабления излучения в зависимости от атомного номера и плотности электронов в тканях, относительная интенсивность пикселей на МРТ изображениях является функцией плотности протонов и времени спиновой релаксации в разных тканях. В силу принципов МРТ и восстановления изображения костные структуры не создают ответного сигнала, т.е. проявляются на изображении как черные участки, в то время как небольшие различия в составе тканей легко различаются. Основное преимущество МРТ перед КТ заключается в лучшей демонстрации особенностей опухолей и мягких тканей.

При планировании лучевой терапии делаются как снимки МРТ, так и КТ с одинаковой центровкой и разметкой. Затем эти изображения совмещаются и проводится корректировка и формирование окончательной клинической картины для дальнейшего планирования лучевой терапии. Однако на мрт-

изображениях возникает абберрация, которая искажает получаемую томограмму. Именно поэтому возникает необходимость расчетов искажений изображений МРТ. В исследованиях калифорнийских ученых были получены такие снимки (рис.1) данные об искажениях из-за градиентной нелинейности вызвали максимальное смещение мишени облучения до 3,9 мм. Среднее смещение составило 1,2 мм. [2]

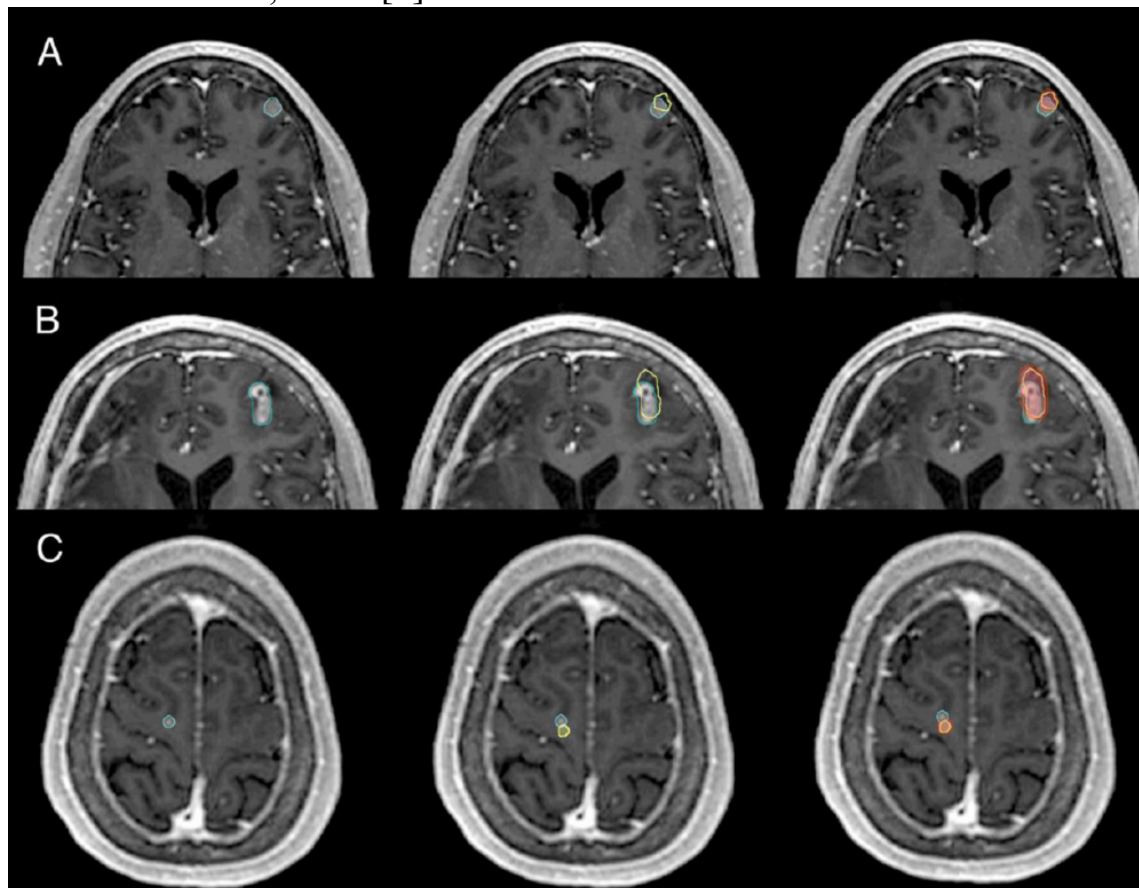


Рис.1. МРТ в режиме T1 для 3 пациентов (А – С). Истинный (исправленный) GTV отмечен голубым контуром (левая панель). Неисправленный / искаженный GTV обведен желтым (средний и правые панели). Объем истинного GTV, не покрытый $\geq 90\%$ предписанной дозы (показан красным на правой панели).

Необходимо отметить, что основной причиной дисторсии МРТ изображений является разная магнитная восприимчивость тканей. Различия в восприимчивости тканей вызывают искажения магнитного поля. Причем чем выше поле, тем больше искажения. Особенно это заметно на снимках головы и шеи. Так как там много полостей, разных тканей, а также могут присутствовать стоматологические материалы. Объёмная магнитная восприимчивость равна отношению намагничённости единицы объёма вещества J к напряжённости H намагничивающего магнитного поля. Её значение у воды $-13,9 \cdot 10^{-6} \text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$, а кальция $+40 \cdot 10^{-6} \text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$.

В данной работе выполняется исследование влияния дисторсии мрт-изображений на дозиметрическое планирование лучевой терапии. Было проведено МРТ фантома с известной геометрией и маркерами необходимыми для калибровки изображений. На основе полученных данных будет проведен анализ расхождений и будут рассчитаны оптимальные параметры для последующих снимков.

1. Климанов В.А. РАДИОБИОЛОГИЧЕСКОЕ И ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ ЛУЧЕВОЙ И РАДИОНУКЛИДНОЙ ТЕРАПИИ. Часть 1. Радиобиологические основы лучевой терапии. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование дистанционной лучевой терапии пучками тормозного и гамма-излучения и электронами. Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. 500 с.
2. Tyler M. Seibert, MD, PhD, Nathan S. White Климанов Distortion Inherent to Magnetic Resonance Imaging (MRI) Can Lead to Geometric Miss in Radiosurgery Planning Pract Radiat Oncol. 2016 Nov-Dec; 6(6): e319–e328.
3. Amy Walker , Gary Liney , Lois Holloway Continuous table acquisition MRI for radiotherapy treatment planning: distortion assessment with a new extended 3D volumetric phantom Med Phys . 2015 Апрель; 42 (4): 1982-91

Модель взаимодействия перезарядочной плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика

В.В. Валиуллин, А.Б. Надирадзе

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

E-mail: nadiradze@mai.ru

Введение

Космический аппарат (КА) на высоких околоземных орбитах подвергается радиационной зарядке горячей магнитосферной плазмой, что приводит его электризации. Сборка внешних элементов аппарата из разнородных материалов с разными электрофизическими свойствами приводит дифференциальной зарядке поверхности, и как вследствие, к возникновению электростатических разрядов (ЭСР), которые негативно сказываются на функционировании бортовой аппаратуры КА [1].

Включение и работа электроракетного двигателя (ЭРД) приводит появлению низкотемпературной перезарядочной плазмы в окрестности радиационно-заряженных элементов поверхности аппарата. Эта плазма усугубляет процессы электроразрядной деградации диэлектрических материалов конструкции при рекомбинации накопленного заряда и может приводит к инициированию мощных поверхностных ЭСР, способствующих к сбоям в работе бортовой аппаратуры.

В связи с этим возникают вопросы о механизмах взаимодействия низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженными диэлектриками и условиях возникновения ЭСР на поверхности КА. Для ответа на эти вопросы в данной работе предпринята попытка построения физико-математической модели взаимодействия перезарядочной плазмы с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика. Эта модель основана на разработанных моделях зарядки диэлектриков, описывающий процессы релаксации неравновесных зарядов и появления электростатического эффекта.

Процессы выпадения ионов перезарядки ЭРД на поверхность КА

Неравновесный внедренный заряд в диэлектрическом материале КА может «вытягивать» из струи ЭРД низкоэнергетичные ионы перезарядки. Для оценки плотности выпадающего ионного тока на поверхность КА воспользуемся моделью плоского электрического зонда Ленгмюра, согласно которой пространство в окрестности зонда делится на внутреннюю и внешнюю зоны. В области внутренней зоны электрическое поле подчиняется кулоновскому закону, при нахождении в которой любой низкоэнергетичный ион выпадает на радиационно-заряженную поверхность КА. В области внешней зоны находятся невозмущенные электрическим полем ионы перезарядки. Поверхность, отделяющая эти области, называется собирающей поверхностью с эффективным радиусом R_c . Численные расчеты радиуса собирающей

поверхности для зонда с высоким потенциалом (при условии $R_c/R_3 \gg 1$) дают следующее соотношение:

$$R_c = 0,803(R_3 \cdot U_3)^{3/7} D_3^{4/7}, \quad (1)$$

где R_3 – размеры зонда, U_3 – электрический потенциал зонда [2].

$$D_3 = (\varepsilon_0 k T_i T_e / e^2 n_e (T_i + T_e))^{1/2}, \quad (2)$$

– радиус Дебая зонда,

где T_i, T_e – температуры ионной и электронной составляющих плазмы, $n_{i,e} \approx n_e \approx n_i$ – концентрации электронов и ионов квазинейтральной плазмы в окрестности зонда, k – постоянная Больцмана, ε_0 – электрическая постоянная, e – заряд электрона.

Плотность тока выпадающих ионов на электрический зонд определяется выражением:

$$j_3 = 1,47 \left(\frac{8\pi k T_i}{m_i} \right)^{1/2} \cdot e \frac{n_i R_c^2}{S_3} \quad (3)$$

где S_3 – площадь зонда, m_i – масса иона.

Выражение (3) предполагает непрерывное увеличение плотности тока выпадающих ионов на электрический зонд для бесконечной плазменной среды. Применительно к процессу установления потенциала радиационно-заряженной диэлектрической поверхности КА, ток ионов перезарядки, образованных в струе ЭРД, имеет предел по мощности генерации. Верхнее значение предельного тока выпадающих ионов на поверхность КА определяется величиной полного тока ионов перезарядки.

Процессы радиационной зарядки внутри диэлектрика

Поведение неравновесных зарядов в диэлектриках и появление электретоного эффекта довольно подробно изучены, и разработаны многочисленные физические модели разной степени сложности для определенных физических условий объясняющие наблюдаемые эффекты. Основной сложностью теоретического анализа электретов заключается в нелинейности процессов транспорта зарядов в диэлектриках.

В физических моделях транспорт неравновесных зарядов в диэлектриках описывается универсальной системой одномерных уравнений, таких как: а) уравнение полного тока в виде суммы проводимости (равновесного и неравновесного), тока смещения и диффузионного тока (обычно пренебрегают последним), б) уравнением Пуассона (или уравнением непрерывности, как следствием двух предыдущих уравнений), в) уравнением кинетики процессов зарядки и разрядки мелких и глубоких ловушек. Решение этих уравнений в аналитической форме возможно только с пренебрежением равновесной проводимости диэлектрика и/или влиянием ловушек. Однако имеется аналитическое решение [3] данной системы уравнений с учетом равновесной проводимости диэлектрика и влияния ловушек с единственным упрощающим предположением о модели глубоких ловушек с быстрой полной зарядкой. Поэтому полное решение рассматриваемой задачи в общей форме возможно лишь численными методами.

В настоящий момент известны поверхностная и объемная модели расчета электризации диэлектриков электронным излучением. Поверхностная модель основана на расчете баланса токов, определяющих зарядение поверхности диэлектрика. Объемная модель зарядения диэлектрика электронами применяется без учета вторичной электронной эмиссии для энергий электронов выше 100 кэВ. Для энергий электронов от 10 кэВ до 100 кэВ наблюдается быстрая и медленная фазы процесса зарядения, которые не могут быть описаны поверхностной или объемной моделью расчета. Трудности физико-математического моделирования радиационно-заряженных диэлектриков для энергий первичных электронов от 10 кэВ до 100 кэВ обусловлена самосогласованием множества процессов, в частности торможением первичных электронов в электростатическом поле при подлете к отрицательно заряженной поверхности диэлектрика, изменением вторичной электронной эмиссии за счет изменения внутреннего электрического поля у поверхности диэлектрика.

Поэтому для описания накопления заряда в диэлектрике разработана комбинированная расчетная модель, учитывающая взаимосвязь процессов поверхностного и объемного зарядения высокоомных диэлектриков [4]. В этой модели учтена вторично электронная эмиссия с поверхности диэлектрика, формируемая за счет электронов надтепловых энергий, образуемых первичными электронами. Центры захвата электронов и дырок определяются электронами тепловой энергии, входящими в состав приповерхностных вторичных токов диффузии и электропроводности. Так же в упрощенном виде учтены процессы рекомбинации избыточных электронов и дырок индуцированной проводимости: как между собой, так и противоположными по знаку зарядами, находящимися на ловушках. Данные процессы обеспечивают необходимый градиент концентрации электронов для приповерхностного диффузионного тока электронов, идущего на отрицательную зарядку поверхности диэлектрика.

Физические механизмы взаимодействия перезарядочной плазмы с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика

На сегодняшний день не ясным являются физические механизмы взаимодействия перезарядочной плазмы с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика [5]. Различают следующие основные механизмы взаимодействия бомбардирующих ионов с поверхностью мишени: потенциальное вырывание электронов (потенциальная ионно-электронная эмиссия) и кинетическое выбивание (кинетическая ион-электронная эмиссия). В области небольших энергий ионов 0,1-1 кэВ происходит потенциальное вырывание электронов из мишени [6]. В области энергий ионов выше 1 кэВ к потенциальному вырыванию электронов из мишени добавляется кинетическое выбивание электронов бомбардирующими ионами.

Возникают вопросы про механизмы рекомбинации бомбардирующего иона с электронами мишени: 1) потенциальное вырывание электрона из мишени

подлетевшим ионом без его рекомбинации (автоэмиссия электронов с поверхности мишени), 2) потенциальное вырывание электрона из мишени с последующей рекомбинацией подлетевшего иона, 3) кинетическое выбивание электронов из мишени атомом с энергией бомбардирующего иона, который рекомбинировал до столкновения с мишенью, 4) кинетическое выбивание электронов из мишени бомбардирующим ионом и последующая его рекомбинация внутри мишени.

Для ответа на данные вопросы и оценки вероятности осуществления каждого из этих механизмов, в данной работе предпринята попытка построения физико-математической модели взаимодействия перезарядочной плазмы ЭРД с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика.

Эта физико-математическая модель должна ответить на вопросы: о величине плотности потока ионов на заряженную поверхность (или о коэффициенте рекомбинации, отношении величины рекомбинированного заряда к числу бомбардирующих поверхность ионов), происходит ли полная рекомбинация заряженного диэлектрика и при каких условиях возникает процесс пробоя при стекании заряда по механизму проводки.

1. Л.С.Новиков, Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006.- С. 12-113.
2. О.В.Козлов, Электрический зонд в плазме, книга, М., Атомиздат, 1969. – С. 11-59.
3. А.А.Барыбин, Релаксация заряда в проводящих диэлектрических пленках с мелкими и глубокими ловушками / А.А.Барыбин, В.И.Шаповалов // Физика твердого тела, 2008, том 50, вып. 5.
4. Н.-J.Fitting, Secondary electron emission and self-consistent charge transport in semi-insulating samples / Н.-J.Fitting, M.Touzin // Journal of Applied Physics 110, 044111 – 2011.
5. С.С.Бляхарский, Релаксация электрического заряда диэлектрических материалов в плазме электроракетного двигателя / С.С.Бляхарский, Я.С.Бляхарский, А.Б.Надирадзе // Ученые записки физического факультета московского университета №2, 2020103 – 2020.
6. Н.В.Плешивцев, Физика воздействий ионных пучков на материалы / Н.В.Плешивцев, А.И.Бажин // М.: Вузовская книга, 1998. - С. 115.

ИЗМЕНЕНИЯ МОРФОЛОГИИ СТЕКЛА К-208 ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

А.И. Устинов

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

E-mail: ustinov.artem@list.ru

Силикатные стекла находят широкое применение в различных технических изделиях, в том числе, эксплуатируемых в условиях повышенных дозовых нагрузок. Поэтому исследования эволюции микроструктуры стекла при облучении являются особенно актуальными для оценки его характеристик после длительного взаимодействия с излучением, например, при использовании стекла на поверхностях высокоорбитальных спутников, в термоядерных установках, в ускорительной технике и т. д.

Стекла, используемые на внешних поверхностях высокоорбитальных спутников, взаимодействуют с окружающей космической плазмой [1], [2]. Такое взаимодействие сопровождается большим числом процессов, приводящих к изменениям физико-химических свойств стекла. В частности, оптические свойства защитных стекол солнечных батарей и терморегулирующих покрытий деградируют за счет: накопления в них радиационных центров окраски [3]; осаждения продуктов собственной внешней атмосферы спутника [4], в том числе и вещества, выбрасываемого в окружающее пространство при электростатических разрядах (ЭСР); изменения стехиометрии облучаемого слоя стекла и т. д.

Аккумуляция заряда в стекле может привести к ЭСР [5], которые являются источниками большой доли спутниковых аномалий [6].

Целью работы является исследование изменений морфологии стекла К-208 за счет электростатических разрядов и формирования в приповерхностном слое газонаполненных пузырьков при облучении электронами средних энергий, характерных для горячей магнитосферной плазмы. Стекла К-208 используется в качестве защитного покрытия солнечных батарей и терморadiаторов космических аппаратов.

В экспериментах использовались два типа образцов на основе стеклянных пластин размером $40 \times 40 \times 0,17$ мм, изготовленных вытягиванием через валки из расплава стекла К-208 и последующего отжига и резки.

Для облучения образцы прикрепляли к полированной поверхности металлического термостатированного столика стенда. Облучение проводилось при следующих условиях:

давление в вакуумной камере – 10^{-4} Па;

энергия электронов – $20 \div 40$ кэВ;

плотность потока электронного пучка $\varphi = 1 \div 3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$;

температура столика составляла 20 ± 1 °С.

Поверхности образцов до и после облучения исследовали с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Пластины стекла К-208 используются в качестве модельных образцов для исследования радиационно-стимулированных изменений структуры поверхности стекла. Это связано с тем, что шероховатость поверхности составляет около 1 нм и для экспериментов можно использовать пластины из одной партии, т.е. имеющие одинаковый химический состав.

В результате исследований установлено, что морфология стекла при облучении электронами изменяется за счет электростатических разрядов и появления газонаполненных пузырьков. Последнее объясняется тем, что в стекле формируется область отрицательного объемного заряда, в поле которого происходит миграция ионов натрия, что, в свою очередь, приводит к освобождению немостиковых атомов кислорода. Миграцией и агрегацией таких атомов в окрестностях дефектов структуры стекла приводит к образованию пузырьков.

1. Модель космоса. Научно-информационное издание. Под ред. Л.С. Новикова.– Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М.: КДУ, 2007. 1144 С.
2. D. C. Ferguson, S.C. Wimberly The Best GEO Daytime Spacecraft Charging Index. Proceed. 50th AIAA Aerospace Sci. Mtg. January, 2013. Nashville, Tennessee. AIAA 2013-0810. doi: 10.2514/6.2013-810.
3. Xinjie, F. U., Lixin, S. O. N. G., & Jiacheng, L. I. (2014). Radiation induced color centers in cerium-doped and cerium-free multicomponent silicate glasses. *Journal of Rare Earths*, 2014. V.32, No.11, P. 1037-1042.
4. F. Urayama, "Molecular Contamination Assessment on Hinode Solar Optical Telescope," *Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, vol. 56, pp. 543-550, 2008.
5. Hirokazu Masui, Kazuhiro Toyoda, Mengu Cho, "Electrostatic Discharge Plasma Propagation Speed on Solar Panel in Simulated Geosynchronous Environment", *IEEE Transaction on Plasma Science*, vol.36, pp. 2387-2394, 2008. doi: 10.1109/TPS.2008.2003191.
6. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, and all: The impact of the space environment on space systems Proc. 6th Spacecraft Charging Technology Conf. (Air Force Research Laboratory).

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ПОТЕРЮ МАССЫ ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА И ЗАГРЯЗНЕНИЕ ЕГО ПРОДУКТАМИ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО СТЕКЛА

В.К. Мелешко, И.Б. Винтайкин
МГТУ им. Н. Э. Баумана
v.k.meleshko@mail.ru, vintaikin_ivan@mail.ru

Увеличение сроков активного существования изделий космических аппаратов (КА) и все более широкое использование на них полимерных композиционных материалов (ПКМ) обостряет проблемы, связанные с потерей массы этих материалов в условиях эксплуатации [1]. Современный период развития космической техники характеризуется повышенными требованиями к чистоте внешних, особенно оптических, поверхностей КА, связанными с увеличением длительности активного существования изделий и использованием на них высокоточной оптической аппаратуры. Конденсация на чувствительных к загрязнениям поверхностях КА продуктов собственной внешней атмосферы (СВА) под воздействием электромагнитных и ионизирующих излучений космического пространства может привести к деградации до недопустимого уровня их функциональных характеристик и оптических свойств [2], [3]. Это, в свою очередь, потенциально ограничивает работоспособность отдельных узлов и срок службы КА в целом. Поэтому, создание прогностических моделей формирования СВА и осаждения её компонентов на отдельных поверхностях КА является актуальными задачами. Для их решения необходимо детально изучить влияния факторов космического пространства (вакуума, температурных режимов, электромагнитного и ионизирующих излучений, остаточной атмосферы Земли и т.д.) на образование в окрестностях КА летучих веществ и их конденсацию на его внешних поверхностях.

Одним из основных источников летучих веществ в условиях космоса являются потеря массы терморегулирующих покрытий (ТРП), изготовленных из ПКМ и используемых на внешней поверхности КА[4]. Поэтому, в данной работе проводится исследования потери массы штатного ТРП КА – ЭКОМ-1 в вакууме 10^{-5} Па, загрязнение его продуктами газовой выделения оптического стекла К-208, и изучается влияние на эти процессы электронного облучения как образца ЭКОМ-1, так и пластин стекла К-208[2].

Результаты экспериментов показали, что облучение приводит как к росту скорости потери массы образца ЭКОМ-1, так и стимулирует осаждение продуктов газовой выделения на поверхности стекла. Однако при значениях плотности потока электронов более $7 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ облучение стекла приводит к обратному эффекту – скорость загрязнения его поверхности снижается.

1. Модель космоса. Научно-информационное издание. Под ред. Л.С. Новикова.— Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. — М.: КДУ, 2007. 1144 С.
2. Р.Х.Хасаншин, Л.С.Новиков Изменения спектра пропускания стекла марки К-208 под действием ионизирующих излучений и молекулярных потоков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2014, №7, С. 83-87.
3. F.Urayama, “Molecular Contamination Assessment on Hinode Solar Optical Telescope,” Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, vol. 56, pp. 543-550, 2008.
4. R.H.Khassanchine, A.N.Timofeev, A.N.Galygin, V.I.Kostyuk Simulation of electron radiation on outgassing of spacecraft materials // Journal of Spacecraft and Rockets. Vol. 43, No. 3, 2006, pp. 509-513.

Сравнение методик облучения периферического рака легкого на установке CyberKnife

Э. Р. Мухаметханова¹, Е.Н. Лыкова¹, А.П.Черняев¹

¹*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,*

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: elinamkh97@gmail.com

Результат лечения при лучевой терапии в значительной степени зависит от позиционирования и движения органов. Чтобы учесть движение опухоли, обычно увеличивают объём облучения, что, в свою очередь, приводит к увеличению дозы на здоровые органы. Для оценки движения опухоли и необходимого объёма облучения используются различные технологии, обеспечивающие визуализацию и контроль опухоли во время лечения.

Возможности лучевой терапии расширились с использованием стереотаксической лучевой терапии тела с синхронизацией по дыханию пациента. Такая технология используется на стереотаксической радиохирургической системе CyberKnife. Эта система состоит из компактного линейного ускорителя с энергией тормозного излучения 6 МэВ, совмещенного с роботом-манипулятором, роботизированным столом с шестью степенями свободы, системой цифрового рентгеновского слежения и функцией слежения за дыханием пациента. CyberKnife предназначен для проведения стереотаксической радиохирургии, которая заключается в однократном подведении большой дозы ионизирующего излучения непосредственно в мишень при минимальном воздействии на окружающие здоровые ткани. Локальность воздействия достигается за счёт использования большого количества пучков, высокой конформности и резкого снижения дозы за пределами мишени. Также на данном ускорителе применяется режим гипофракционирования, при котором необходимая доза подводится за меньшее, по сравнению с традиционным режимом, число сеансов, а доза за фракцию превышает 2 Гр.

Одна из локализаций, которая подвержена движению во время дыхания - это лёгкие. Лучевая терапия при раке лёгких применяется как для радикального, так и паллиативного лечения. Существует несколько способов лечения рака лёгкого на установке CyberKnife:

1. С помощью системы контроля за легкими (Xsight Lung Tracking System)

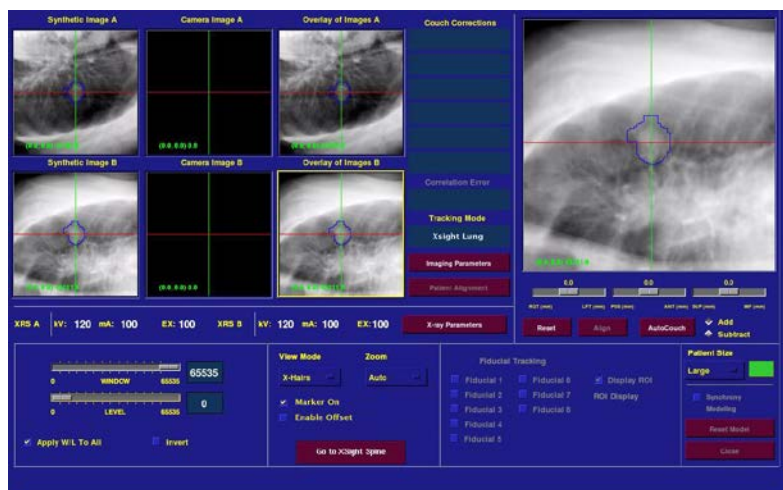


Рисунок 3. Исходный вид окна «Размещение и отслеживание» для системы слежения за легкими Xsight

Система слежения за лёгкими Xsight (Рис. 1) может без использования искусственных маркеров с высокой точностью отслеживать опухоли в лёгких. Во время лучевого воздействия алгоритм слежения за легкими Xsight и модель Synchrony используются для вычисления коррекции линейных смещений. Используется постоянная коррекция сдвигов вращения, полученная по результатам начальной подгонки положения с помощью системы слежения за позвоночником XsightSpine. Манипулятор лучевого воздействия постоянно корректирует положение линейного ускорителя для компенсации линейных смещений мишени и постоянно осуществляет коррекцию сдвигов вращения.

Клинические преимущества:

- Обеспечивает неинвазивный альтернативный метод лечения неоперабельных пациентов
- Постоянный контроль изображения на протяжении всего лечения
- Исключает риск пневмоторакса
- Точность до 1,5 мм
- Полностью интегрирован с «Synchrony», что позволяет пациенту дышать нормально, без задержки дыхания [1].

Однако у этой методики есть ряд недостатков:

- опухоль должна иметь диаметр более 15 мм во всех направлениях
- опухоль должна располагаться в периферической части лёгкого.

2. С помощью маркировки мишени рентгеноконтрастными метками. Рекомендуется использовать золотые маркеры, устанавливая их в опухоль или вокруг опухоли (обычно 0,8-1,0мм x 5,0мм)

Рекомендации по имплантации маркеров:

- Минимум 3 маркера
- >20мм между их проекциями
- >15° угол между маркерами

Однако и у этого метода есть ряд недостатков:

- отсутствие возможности полного трехмерного объёмного отображения;
- метки могут мигрировать как перед началом лучевого лечения, так и во время лучевого лечения, что приведет к их неточному контролю и возможному переделыванию плана лечения;
- введение меток-процедура инвазивная, которая может привести к осложнениям, например, к пневмотораксу.

Ряд работ посвящен исследованию преимуществ и недостатков использования рентгеноконтрастных меток. В работе [2] авторы приводят описание метода и программного обеспечения для отслеживания меток из золота у пациентов с простатой и лёгкими, проходящих лучевую терапию на ускорителях Varian (для простаты) и Elekta (для лёгких), с использованием СВСТ (Cone Beam Computer Tomography) в качестве способа визуализации. Была разработана математическая модель, которая использует комбинацию дискретных изображений, полученных с помощью СВСТ, и фильтрации, для улучшения обнаружения краев и отслеживания маркеров. Полученная модель автоматически отслеживает до 98% объёма маркеров в простате и до 79% объёма маркеров в лёгких, то есть для лёгких процент визуализации маркеров значительно меньше, чем для простаты. Авторы делают вывод, что из-за особенностей скелетотопии и синтопии способность определения местоположения маркеров не точна.

Также разработкой новой технологии отслеживания занимались и в работе [3]. В приведенном исследовании измерялась статическая и динамическая точность новой технологии отслеживания в условиях клинической лучевой терапии. Для этого устройство слежения было установлено на гантри линейного ускорителя. Рентгеноконтрастный маркер был локализован в тканезквивалентном фантоме. Положение маркера измерялось одновременно системой слежения и координатно-измерительной машиной Microscribe G2. Средняя абсолютная ошибка положения в фиксированной системе координат составила 0,97 мм. Средняя ошибка отслеживания в реальном времени динамического источника внутри дыхательного фантома составляла менее 1 мм.

В статье [4] приводится описание использования линейных реперных маркеров Visicoil и двухполосных маркеров. Пациенты прошли компьютерную томографию до планирования лечения и после завершения лечения для исследования миграции маркеров. Для оценки неопределённостей были получены мегавольтные портальные изображения в дополнение к киловольтным изображениям и изображениям СВСТ. У двух из 10 пациентов движение маркеров Visicoil наблюдалось еще до начала лечения. Двухполосные маркеры были четко видны на киловольтных изображениях, однако на мегавольтных изображениях маркеры можно было обнаружить только в выбранных направлениях луча, при которых особенности скелетотопии не создавали помех. При визуализации с помощью СВСТ наблюдались значительные артефакты.

Поэтому на основе проведенного обзора литературы можно сделать вывод о неоднозначности использования рентгеноконтрастных меток при проведении лучевой терапии лёгких. Целью данной работы является сравнение методик облучения периферического рака лёгкого на установке CyberKnife. Были отобраны 37 пациентов, проходящих лучевую терапию при раке лёгких методом системы контроля за лёгкими (Xsight Lung Tracking System), и 15 пациентов, проходящих лучевую терапию при раке лёгких с маркировкой мишени рентгеноконтрастными метками. Планируется провести расчёт погрешностей укладки, сравнить дозиметрические параметры оценки планов облучения двумя методами лечения опухолей лёгких на установке CyberKnife, а также провести расчет вероятности возникновения лучевых осложнений с помощью MLQ-модели.

10. Manual CyberKnife <https://cyberknife.com/cyberknife-how-it-works/>
11. Christopher Gehrke, Richard Oates, Prabhakar Ramachandran, Hossain M. Deloar, Suki Gill, Tomas Kron Automatic tracking of gold seed markers from CBCT image projections in lung and prostate radiotherapy // Peter MacCallum Cancer Centre, Melbourne, Victoria 3002, Australi
12. Tal Shchory, B.Sc., Dan Schifter, Ph.D., Rinat Lichtman, B.A., David Neustadter, Ph.D., Benjamin W. Corn, M.D. Tracking Accuracy of a Real-Time Fiducial Tracking System for Patient Positioning and Monitoring in Radiation Therapy // Navotek Medical, Ltd., Yokneam, and Tel Aviv Medical Center, Israel
13. Price Jackson, PhD, Daniel P. Steinfert, PhD, Tomas Kron, PhD, Shankar Siva, PhD Practical Assessment of Bronchoscopically Inserted Fiducial Markers for Image Guidance in Stereotactic Lung Radiotherapy

подход к оценке влияния интрафракционного движения на дозовые характеристики с помощью численного моделирования методом монте-карло

А.А. Исмаилова¹, М.С. Шкурупий¹, М.А. Белихин^{2,3}, А.А. Пряничников^{2,3},
А.Е. Шемяков³

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ; ²Московский государственный университет имени Ломоносова; ³Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Физико-технический центр
E-mail: akalya2910@gmail.com

Эффективность протонной лучевой терапии резко снижается при облучении опухолей, подверженных интрафракционному движению, то есть движению непосредственно во время сеанса лучевой терапии, что связано с особенностями взаимодействия протонов с веществом и методов доставки пучка. Например, изменение радиационной длины на 1 см может привести к изменению дозы на 3 - 4% для фотонного пучка с энергией 10 МэВ [1], а для протонного пучка такое изменение радиационной длины приведет либо к остановке пучка до мишени, либо наоборот к остановке пучка за мишенью. Оба эти варианта приведут к переоблучению здоровых тканей и недооблучению опухолевых [2].

Опухоли, подверженные движению во время сеанса лучевой терапии, локализованы в органах брюшного и грудного отделах, а что составляет примерно 70% из всех возможных онкологических заболеваний [3]. Целью данной работы стало исследование влияния параметров интрафракционного движения на дозовое распределение методом Монте-Карло.

Создание геометрии облучения и расчет дозовых характеристик производился с помощью программы TOPAS. Данная программа позволяет пользоваться утилитами Geant4 Simulation Toolkit в упрощенном для работы интерфейсе [4].

Модель включала карандашный пучок протонов энергией 150 МэВ, пластинку (из ABS-пластика) размером 25x25x5 мм, расположенную в водном фантоме размером 30x30x30 см на глубине 15 см. Характеристики пучка: распределение частиц по ширине близко к распределению Гаусса, угловая расходимость $2,6 \cdot 10^{-3}$ мрад, сигма 2,5 мм (рис. 1).

Для равномерного облучения неподвижной мишени (пластинки) полем размером 20x20 мм было определено расстояние между соседними пучками с помощью наложения соответствующего смоделированному пучку распределения Гаусса на разных расстояниях с получением оптимальной результирующей, расстояние между пучками составило 4 мм.

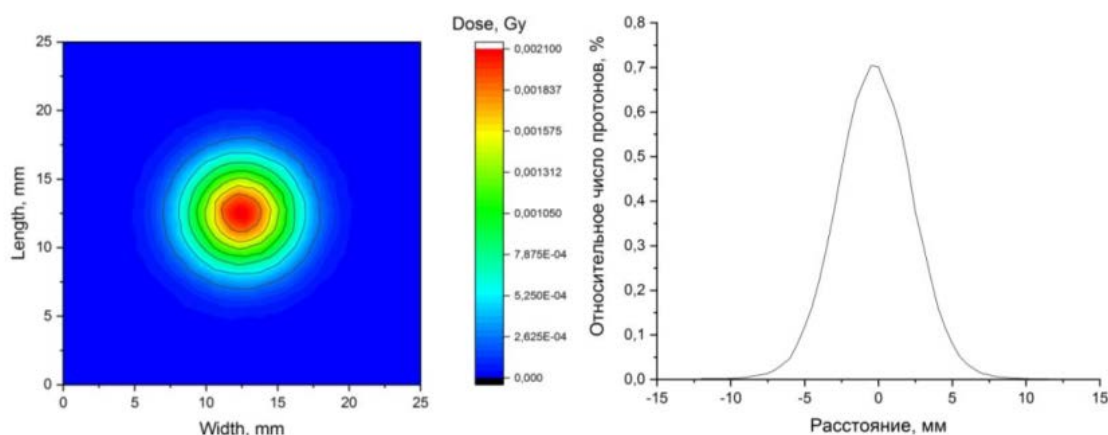


Рис. 1. Полученное дозовое распределение в результате облучения неподвижной пластинки размером 25x25 мм заданным в TOPAS протонным пучком (слева) и распределение частиц по ширине пучка (справа).

Каждая точка мишени облучалась 180 мс, количество протонов при этом составило 50000 частиц, за все время одного расчета было смоделировано $2,5 \cdot 10^6$ частиц, данная статистика набиралась из соображений экономии компьютерного времени и является лишь первой итерацией данных численных экспериментов. В результате получено однородное дозовое распределение, относительное отклонение которого в очагах недооблучения и переоблучения не превышает $\pm 3\%$ от среднего значения дозы в поле 20x20 мм.

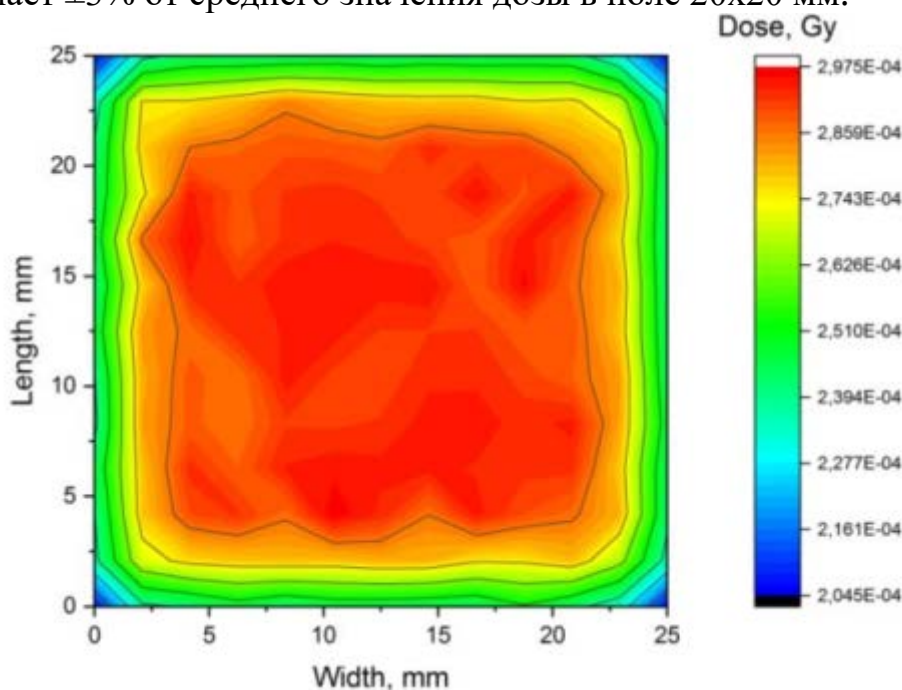


Рис. 2. Дозовое распределение на неподвижной пластинке, размер поля 20x20 мм. Среднее значение дозы составило $2,91 \cdot 10^{-4}$ Гр.

После получения однородного поля на неподвижной пластинке было добавлено движение по оси ОХ, перпендикулярно направлению пучка. Параметры движения пластинки задавались, близкими к параметрам движения опухоли, индуцированного процессом дыхания: время вдоха составляет 1500

мс за это время пластинка в первом случае проходила расстояние 5мм, а во втором 10 мм. Во время выдоха, который в среднем осуществляется за 1500 мс, пластинка двигалась в обратном направлении с той же амплитудой движения, что и при вдохе. Цикл дыхания завершается паузой 500 мс, во время которой движение не осуществляется [5]. За все время облучения пластина совершила два периода колебаний.

После расчета дозовых характеристик для движущейся пластинки с разной амплитудой движения были определены точки переоблучения и недооблучения, в которых рассчитывалось отклонение от среднего значения, полученного для модели без движения, данные представлены на рисунке 3.

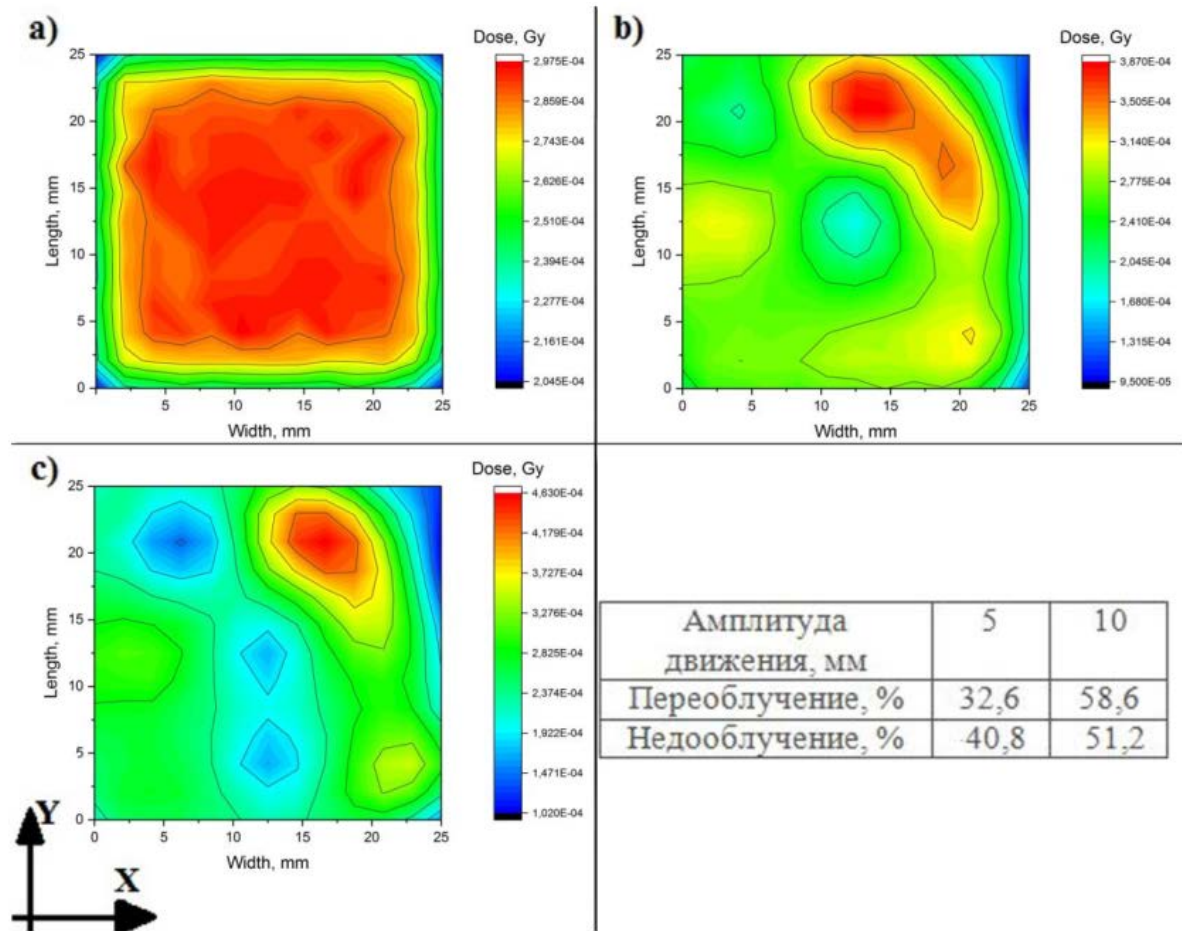


Рис. 3. Дозовое распределение движущейся пластинки перпендикулярно направлению пучка а) амплитуда движения 0мм, б) амплитуда движения 5мм, в) амплитуда движения 10мм.

После исследования влияния амплитуды движения пластинки были произведены расчеты с одной амплитудой движения и разным направлением движения: вдоль оси OY и в плоскости XOY, амплитуда движения во всех случаях составила 10 мм. Движение в плоскости XOY задано линейным уравнением ($y=x$). По полученным дозовым характеристикам были рассчитаны отклонения от среднего значения, полученного для модели без движения, в точках переоблучения и недооблучения, данные представлены на рисунке 4 и

таблице 1 .

Табл. 1. Рассчитанные отклонения от среднего значения, полученного для модели без движения, в точках переоблучения и недооблучения		
Направление движения	Переоблучение, %	Недооблучение, %
OX	32,6	40,8
OY	44,4	34,1
XOY (Y=X)	54,3	60,2

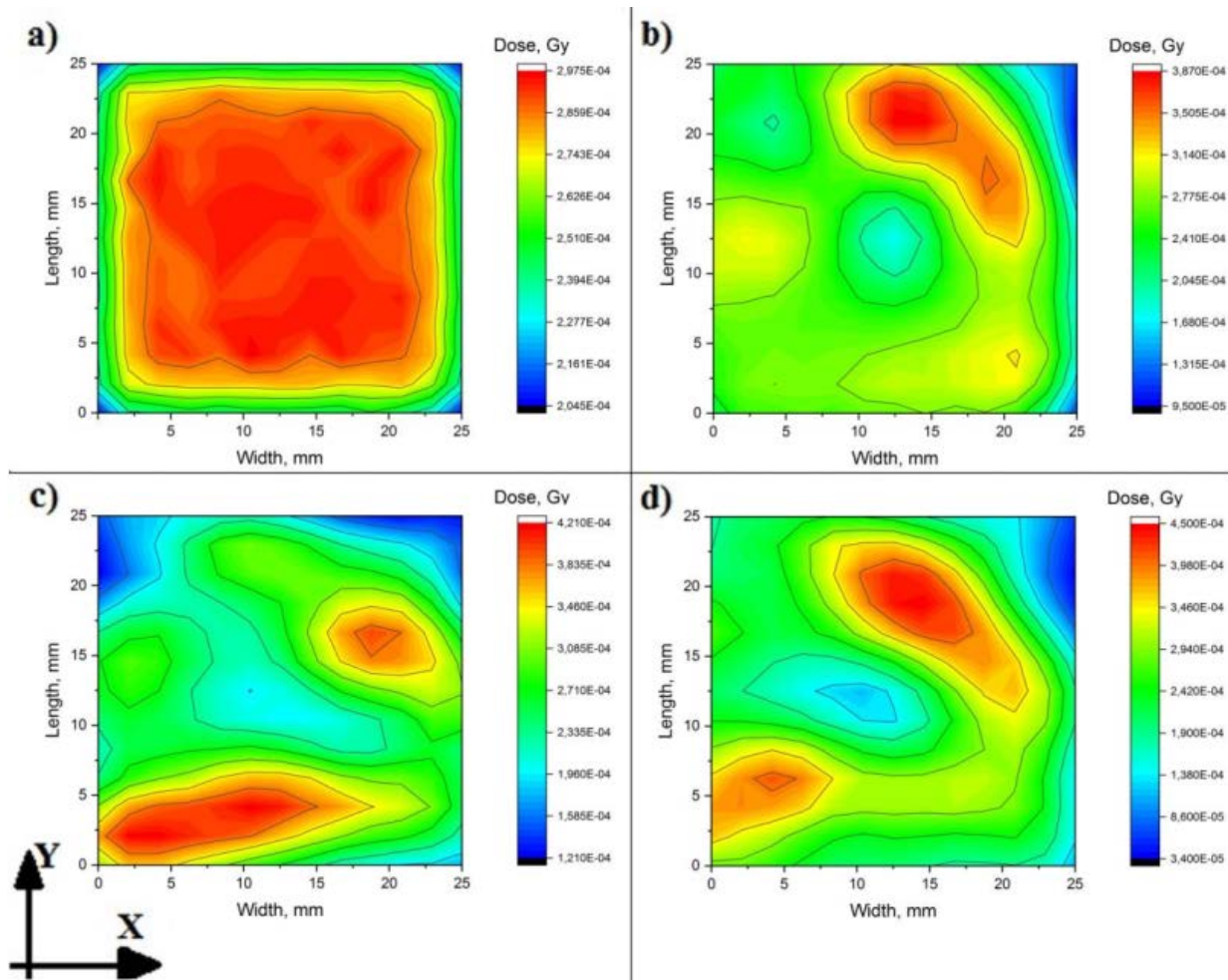


Рис. 4.. Дозовое распределение движущейся пластинки перпендикулярно направлению пучка с амплитудой 10мм а) пластинка без движения, б) направление движения вдоль оси OX 5мм, с) направление движения вдоль оси OY, д) направление движения в плоскости XOY.

Однородность дозового распределения при облучении сканирующим пучком протонов имеет сильную зависимость от параметров движения, как от амплитуды, так и от направления движения. Максимальное отклонение от среднего значения, полученного для модели без движения, составило 60,2 % в точке недооблучения для мишени, движущейся перпендикулярно пучку в плоскости XOY с амплитудой 5 мм. Для минимизации отрицательного влияния движения на дозовый профиль мишени, необходимо использовать системы компенсации интрафракционного движения целевого объема.

14. Lu H. M. et al. A respiratory-gated treatment system for proton therapy //Medical physics. – 2008. – Т. 34. – №. 8. – С. 3283-3288.
15. Kraus K. M., Heath E., Oelfke U. Dosimetric consequences of tumour motion due to respiration for a scanned proton beam //Physics in Medicine & Biology. – 2011. – Т. 56. – №. 20. – С. 6563.;
16. Старинский В. В., Каприн А. Д., Петрова Г. В. Состояние онкологической помощи населению России в 2017 году //М.: МНИОИ им. ПА Герцена филиал ФГБУ «НМИЦ радиологии» Минздрава России. – 2018.
17. Perl J, Shin J, Schumann J, Faddegon B, Paganetti H. TOPAS: an innovative proton Monte Carlo platform for research and clinical applications. Med Phys. 2012; 39(11):6818-37.
18. Mori S., Chen G. T. Y., Endo M. Effects of intrafractional motion on water equivalent pathlength in respiratory-gated heavy charged particle beam radiotherapy //International Journal of Radiation Oncology* Biology* Physics. – 2008. – Т. 69. – №. 1. – С. 308-318.

Отбор событий реакций $ep \rightarrow ep^0p$ и $ep \rightarrow ep^+\pi^-p$ из экспериментальных данных детектора CLAS12.

А.С. Фролова¹, А.А. Голубенко², Е.Л. Исупов²

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

физический факультет

E-mail: frolova.as17@physics.msu.ru

Введение

Представлены первые результаты по отбору событий в реакциях $ep \rightarrow ep^0p$ и $ep \rightarrow ep^+\pi^-p$ из экспериментальных данных детектора CLAS12 в резонансной области, в рамках коллаборации между Лабораторией им. Т. Джефферсона и Московским Государственным Университетом им. М.В. Ломоносова. Исследования на детекторе CLAS12, обладающим светимостью до $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$, почти полным угловым перекрытием и энергией непрерывного пучка электронов 11 ГэВ, открывают наилучшие в мире возможности для изучения структуры основных и возбужденных состояний нуклона [4].

Изучение структуры возбужденных состояний нуклона (N^*) является единственным источником информации о динамике сильного взаимодействия в области большой величины параметра кварк-глюонной связи (непертурбативный режим КХД), формирующей нуклонные резонансы с различными квантовыми числами и различной структурой [1–3].

Эксклюзивные каналы электророждения одиночных пионов $N\pi$ и конечного состояния $\pi^+\pi^-p$ на протонах являются основными источниками информации об амплитудах электровозбуждения N^* на протоне [1, 2, 5].

В таблице представлены нуклонные резонансы, для которых получены амплитуды электровозбуждения из анализа данных CLAS по эксклюзивным каналам электророждения мезонов на протонах в резонансной области:

Эксклюзивные каналы реакции	Возбужденные состояния протона	Диапазон квадратов переданных импульсов Q^2 в реакции электророждения $\gamma_v p N^*$, ГэВ ²
π^+n, π^0p	$\Delta(1232)3/2^+,$ $N(1440)1/2^+, N(1520)3/2^-, N(1535)1/2^-$	0.16–6.00 0.30–4.16
π^+n	$N(1675)5/2^-, N(1680)5/2^+, N(1710)1/2^+$	1.60–4.50
ηp	$N(1535)1/2^-$	0.20–2.90
$\pi^+\pi^-p$	$N(1440)1/2^+, N(1520)3/2^-$ $\Delta(1620)1/2^-, N(1650)1/2^-, N(1680)5/2^+$ $\Delta(1700)3/2^-, N(1720)3/2^+, N'(1720)3/2^+$	0.25–1.50 0.50–1.50

Реакция $ep \rightarrow e\pi^0 p$

Возбужденные состояния нуклона в диапазоне масс до 1.6 ГэВ распадаются преимущественно с испусканием одиночного пиона. Резонансы из третьей резонансной области также доступны из однопионного электророждения.

Были проанализированы данные с энергией пучка $E_e = 6.5$ ГэВ. Для достоверного выделения канала $ep \rightarrow e\pi^0 p$ необходимо регистрировать в конечном состоянии все продукты реакции: оба фотона от распада π^0 , электрон и протон. Из сравнения кинематических распределений экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования отклика детектора CLAS12 были разработаны критерии отбора:

- энергия электрона $E_e > 1$ ГэВ, инвариантная масса конечной системы адронов $W > 1.07$ ГэВ,
- из всех возможных пар гамма-квантов мы выбираем два с наибольшей энергией,
- угол между e^- и фотонами $> 7^\circ$,
- для отсеечения радиационных фотонов, инвариантная масса гамма-квантов и недостающая масса $\pi^0 p$ должна быть около значения массы нейтрального пиона.

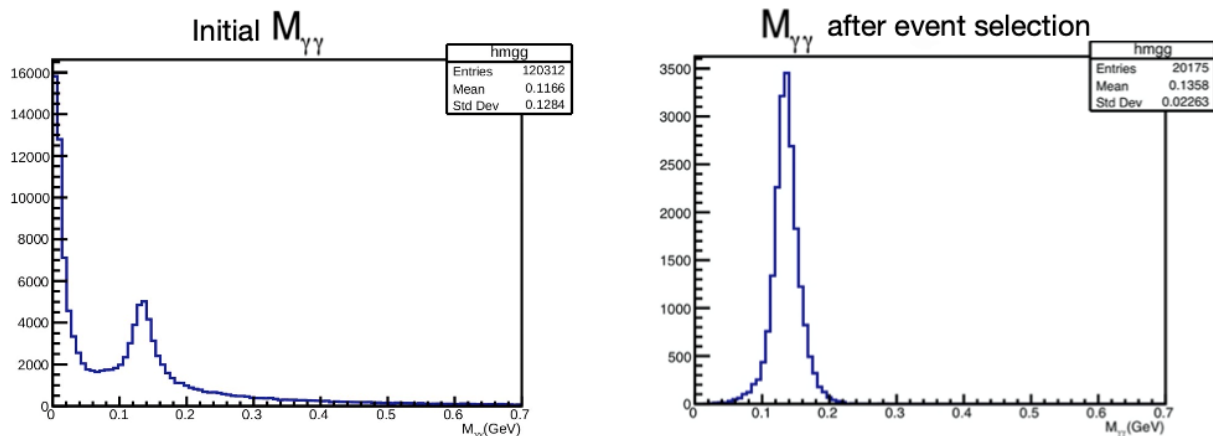


Рис. 1: Графики распределения инвариантной массы пары фотонов от распада π^0 -мезона до (слева) и после (справа) применения критериев отбора.

•

На левом графике вблизи нуля наблюдается максимум, соответствующий фоновым событиям, который значительно уменьшается после применения всех вышеуказанных критериев отбора.

Применение отборов, основанных на законе сохранения четырехимпульсов, позволяет значительно понизить количество фоновых событий:

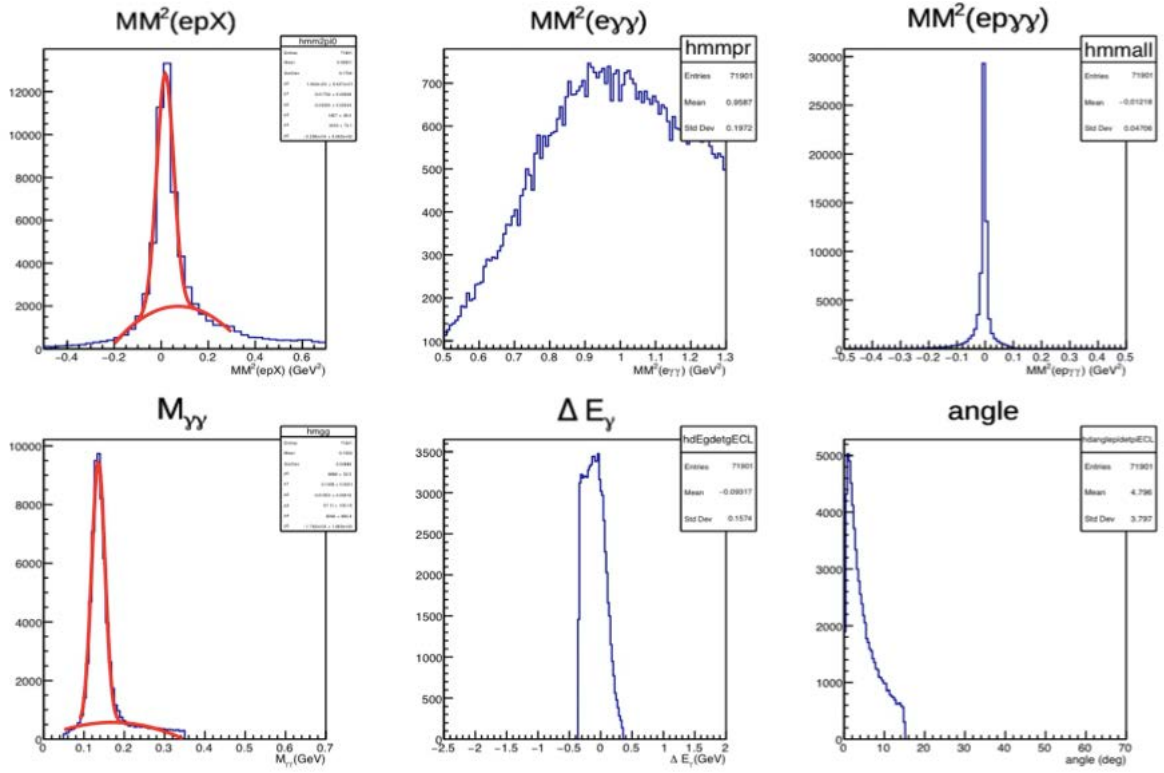


Рис 2: На графиках представлены распределения недостающей массы пи-мезона (слева сверху), недостающей массы протона (верхний центральный), недостающей массы в случае регистрации всех конечных частиц (справа сверху), инвариантной масса двух гамма-квантов (нижний левый), распределение по величине ΔE , вычисленной из закона сохранения $\Delta E = (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}) - (E_e + E_p - E_{e'} - E_{p'})$ (нижний центральный) и угловое распределение между векторами $\vec{p}_{\pi_1^0}$ и $\vec{p}_{\pi_2^0}$ (нижний правый), где $\vec{p}_{\pi_1^0} = \vec{p}_e + \vec{p}_p - \vec{p}_{e'} - \vec{p}_{p'}$, $\vec{p}_{\pi_2^0} = \vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2}$.

Реакция $ep \rightarrow e\pi^+\pi^-p$

Реакция $ep \rightarrow e\pi^+\pi^-p$ – вторая из основных реакций электророждения мезонов на протонах, которая вместе с каналом $ep \rightarrow \pi^0 p$ являются независимыми взаимодополняющими методами для нахождения амплитуд электровозбуждения N^* . Амплитуды электровозбуждения резонансов, извлеченные из анализа различных эксклюзивных каналов, должны быть согласованы между собой, т.к. они являются амплитудами переходов между начальным состоянием виртуальный фотон-протон и конечным N^* и не зависят от способа распада нуклонного резонанса.

Для анализа событий двухпионного канала использовались данные при энергии пучка $E_e = 6.5 \text{ ГэВ}$. Были получены распределения недостающих масс для четырёх топологий, соответствующих различным наборам детектированных частиц. В случае первой топологии мы регистрировали в конечном состоянии электрон, протон и положительный пион, отрицательный

пион восстанавливался по методу недостающей массы. Во второй топологии мы регистрировали в конечном состоянии электрон, протон и отрицательный пион. В третьей топологии мы регистрировали в конечном состоянии электрон, положительный и отрицательный пионы. В четвертой топологии мы регистрировали в конечном состоянии электрон, протон и оба заряженных пиона.

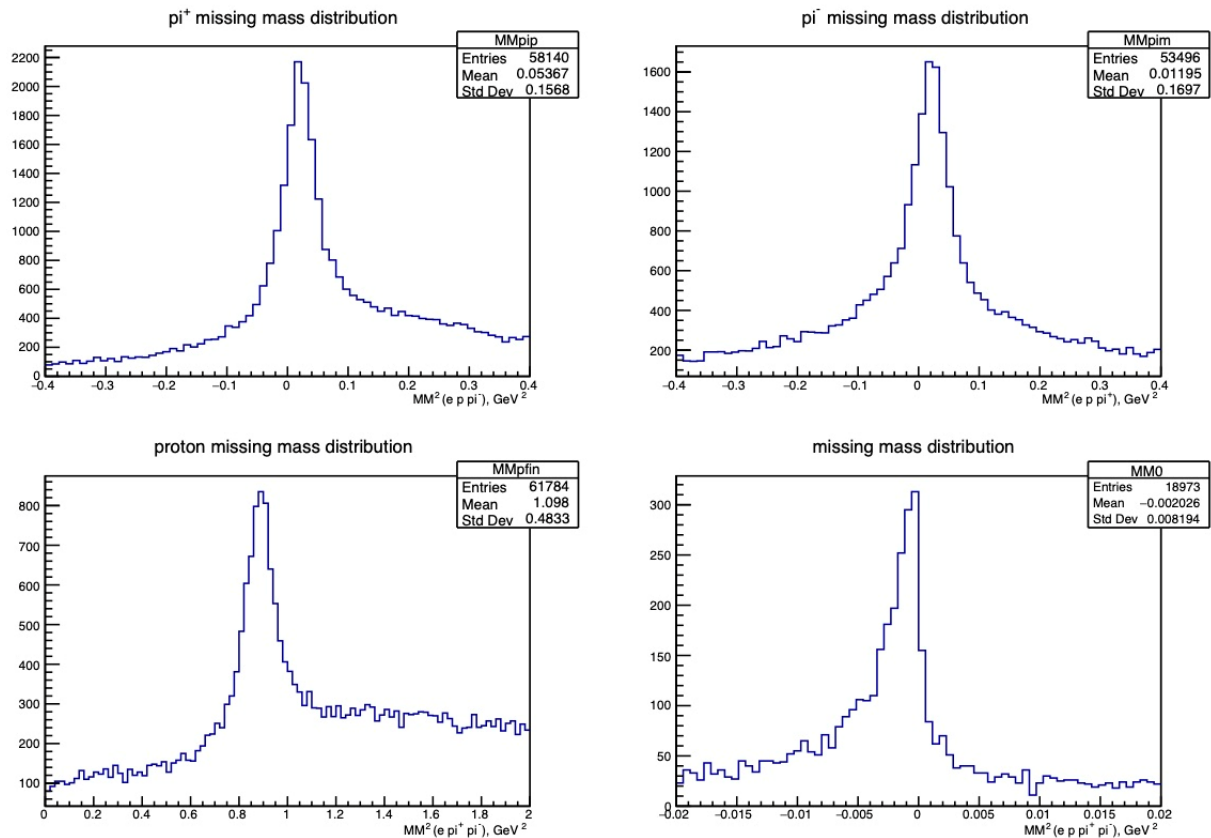


Рис. 3: Графики распределения недостающих масс для четырёх топологий: слева сверху – распределение недостающей массы π^+ -мезона, справа сверху – распределение недостающей массы π^- -мезона, слева внизу – распределение недостающей массы протона, справа внизу – распределение недостающей массы в случае регистрации всех конечных частиц.

Максимумы в распределениях недостающей массы находятся при ожидаемых значениях, соответствующих квадратам масс недостающих частиц, что даёт нам возможность аппроксимировать имеющиеся распределения гауссианом для последующего извлечения сечения реакции $e p \rightarrow e p^0 r$.

Заключение

В данной работе были проанализированы данные CLAS12 с энергией пучка $E_e = 6.5 \text{ ГэВ}$. Были разработаны критерии отбора реакции $ep \rightarrow ep^0p$, позволяющие надежно выделить события, соответствующие рождению нейтрального пиона. В случае реакции двухпионного рождения $ep \rightarrow ep^+\pi^-p$ отобраны события, соответствующие различным топологиям. Полученные распределения демонстрируют надежность процедур восстановления конечных частиц в реакциях эксклюзивного электророждения.

1. I.G. Aznauryan and V.D. Burkert // Prog. Part. Nucl. Phys. 67. 1 (2012).
2. V. D. Burkert and C. D. Roberts // Rev. Mod. Phys. (in press), arXiv:1710.02549 [nuclex].
3. C. D. Roberts // Few Body Syst. 59. 72. (2018).
4. V. D. Burkert // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 68. 405. (2018).
5. V. I. Mokeev // Few Body Syst. 59. 46. (2018).

Вычисление эксклюзивных структурных функций канала однопионного электророжения на протоне

А.Г.Насртдинов¹, М.М.Давыдов¹, А.Д.Булгаков¹,
А.А.Голубенко², Е.Л.Исупов², В.И.Мокеев³, В.В.Чесноков²

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

² *НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия;*

³ *Национальная лаборатория Томаса Джефферсона, Ньюпорт-Ньюс, США
E-mail: nasrtdinov.ag17@physics.msu.ru*

Введение

Измерения эксклюзивных каналов электророжения на протоне

$\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ с помощью ускорительного и детекторного комплекса (CLAS Hall B) Национальной Ускорительной Лаборатории им Т. Джефферсона (JLAB) составляют наибольшую часть известных на данный момент данных. Данные по эксклюзивным каналам электророжения - главный источник информации об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов. Они предоставляют более глубокое понимание структуры нуклонов в основном и возбуждённом состояниях и динамики сильного взаимодействия, которое лежит в основе образования резонансов из кварков и глюонов. Вычисление всех наблюдаемых процесса является одной из первых задач при его исследовании. В данной работе анализировались дифференциальные сечения взаимодействия виртуального фотона с протоном $d\sigma_\gamma/d\Omega_\pi$ в реакции электророжения пионов $ep \rightarrow e'\pi N$.

Методы извлечения структурных функций

В работе использовались различные методы извлечения структурных функций, которые зависели от наличия в угловых распределениях по φ интервалов, где данные отсутствовали из-за ограничений налагаемых аксептансом детектора.

Method 0: Данные покрывают полный диапазон $\varphi \in [0; 2\pi]$. Структурные функции определены из условия их наилучшего описания в соответствии с уравнением:

$$\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \cdot \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos \varphi. \quad (1)$$

В Method 1 и Method 2 использовались в случае частичного покрытия диапазона по $\varphi \in [\varphi_{\min}; \varphi_{\max}]$.

В Method 1 дифференциальные сечения оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method1}}} = \frac{1}{\varphi_{\max} - \varphi_{\min}} \left[\int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}} d\varphi - \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos 2\varphi d\varphi - \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos \varphi d\varphi \right],$$

где $d\sigma_{\gamma_v}/d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}$ - измеренные дифференциальные сечения, $d\sigma_{tt}/d\Omega_{\pi_0}$ и $d\sigma_{lt}/d\Omega_{\pi_0}$ оценены из фита угловых распределений в области $\varphi \in [\varphi_{\min}; \varphi_{\max}]$ согласно (1).

Таким образом, при определении структурной функции в методе 1 используется информация из области $\varphi \in [\varphi_{\min}; \varphi_{\max}]$, где имеются экспериментальные данные без какой-либо экстраполяции в области по φ , где данные отсутствуют.

Поляризационные $d\sigma_{tt}/d\Omega$ и $d\sigma_{lt}/d\Omega$ структурные функции в методе 1 оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\text{method}}} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \varepsilon \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method}}} \cdot r_{tt} \quad (2) \quad \text{и} \quad \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\text{method}}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)}} \cdot \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method}}} \cdot r_{lt} \quad (3)$$

Входящие в (2) и (3) отношения r_{tt} и r_{lt} определяются из фита (1) дифференциальных сечений $d\sigma_{\gamma_v}/d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}$ в области $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$.

В Method 2 выполняется экстраполяция измеренных сечений в области по φ вне интервала $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ согласно зависимости (1) с $d\sigma_{tt}/d\Omega_{\pi_0}$ и $d\sigma_{lt}/d\Omega_{\pi_0}$ определёнными из фита данных в области $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method 2}}} = & \frac{1}{2\pi} \cdot \left[\int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}} d\varphi + \int_0^{\varphi_{\min}} \left[\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi \right. \\ & \left. + \int_{\varphi_{\max}}^{2\pi} \left[\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi \right]^{-1}, \end{aligned}$$

Method 3 и 4 используются в случаях, когда в φ распределениях имеются один (метод 3) или два (метод 4) интервала по φ где экспериментальные данные по сечениям отсутствуют вследствие наличия мертвых зон в акцептансе детектора CLAS. В обоих случаях неполяризованные структурные функции определяются из областей по φ где имеются данные без экстраполяции сечений в области зон детектора CLAS с эффективностью регистрации продуктов реакций равной нулю.

Method 3 используется когда имеется лишь один интервал по φ где нет экспериментальных данных по $d\sigma_{\gamma_v}/d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}$. Имеющиеся экспериментальные данные фитируются согласно (1). Из фита определяются $d\sigma_u/d\Omega_{\pi}$, $d\sigma_{lt}/d\Omega_{\pi}$, $d\sigma_{tt}/d\Omega_{\pi}$.

Тогда получаем:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method 3}}} \right) = & \left[\int_{\varphi_{1\min}}^{\varphi_{1\max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}} d\varphi + \int_{\varphi_{2\min}}^{\varphi_{2\max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi_{\text{exp}}}} d\varphi \right] \cdot \left[(\varphi_{1\max} - \varphi_{1\min}) + (\varphi_{2\max} - \varphi_{2\min}) \right] + \\ & r_{tt} \cdot \left[\int_{\varphi_{1\min}}^{\varphi_{1\max}} \cos 2\varphi d\varphi + \int_{\varphi_{1R}}^{\varphi_{2R}} \cos 2\varphi d\varphi \right] + r_{lt} \cdot \left[\int_{\varphi_{2\min}}^{\varphi_{2\max}} \cos \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{2\min}}^{\varphi_{2\max}} \cos \varphi d\varphi \right]^{-1}, \quad (4) \end{aligned}$$

где для вычисления r_{tt} и r_{lt} были использованы (2) и (3).

Method 4 является модификацией метода 3 в случае, когда данные по дифференциальным сечениям отсутствуют в двух интервалах по φ . Формула (4) обобщается добавлением к двум еще и третьего интервала по φ .

Анализируя φ - распределение дифференциальных сечений для каждого значения $\cos\theta$ выбираем наилучший метод извлечения $d\sigma_u/d\Omega$. Поперечные $d\sigma_t/d\Omega$ и продольные $d\sigma_l/d\Omega$ могут быть посчитаны по следующим формулам:

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega} = \frac{\frac{d\sigma_u}{d\Omega}}{1 + \varepsilon R}, \quad \frac{d\sigma_l}{d\Omega} = \frac{R \frac{d\sigma_u}{d\Omega}}{1 + \varepsilon R}.$$

Также поперечно-поперечные $d\sigma_{tt}/d\Omega$ и продольно-поперечные $d\sigma_{lt}/d\Omega$ структурные функции были посчитаны наилучшим для каждого значения $\cos\theta$ способом.

В случае полного покрытия φ диапазона наилучшим методом считался Method 0. В случае частичного покрытия φ диапазона были использованы методы 1,2,3,4.

Примеры полученных разными методами структурных функций представлены на рис. 1,2.

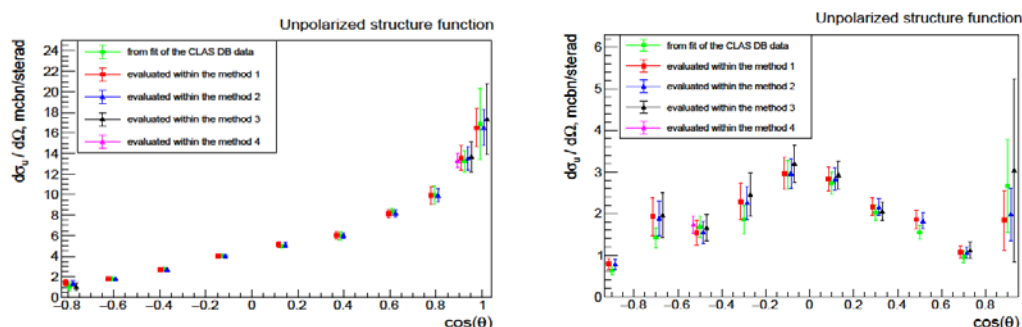


Рис. 1,2. Зависимости неполяризованной структурной функции от $(\cos\theta)$

для каналов а) π^+n при $W = 1.31\text{GeV}$ $Q^2 = 0.3\text{GeV}^2$ б) π^0p при $W = 1.4\text{GeV}$, $Q^2 = 0.65\text{GeV}^2$

Сайт и инструкция

Для удобства визуализации большого количества информации, полученной при обработке экспериментальных данных, был создан сайт, расположенный по адресу <https://clas.sinp.msu.ru/~almaz/>

Инструкция по сайту:

Evaluation methods - содержит информацию о всех методах вычислений, использованных в работе.

Evaluated exclusive structure functions - содержит информацию о полученных структурных функциях:

Вкладка METHOD COMPARISON содержит сравнение различных методов извлечения структурных функций.

Вкладка FINAL RESULTS содержит извлеченные поперечные, продольные, поперечно-поперечные, продольно-поперечные структурные функции.

Разработанный веб-сайт представляет функциональность для вычисления структурных функций даже в случае неполного перекрытия данных по азимутальному углу мезона.

Заключение

Из данных CLAS по дифференциальным сечениям электророждения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ на протонах были получены эксклюзивные структурные функции $d\sigma_u/d\Omega_\pi$, $d\sigma_t/d\Omega_\pi$, $d\sigma_l/d\Omega_\pi$, $d\sigma_{lt}/d\Omega_\pi$, $d\sigma_{tt}/d\Omega_\pi$ в области $W < 1.7$ ГэВ и $0.2 < Q^2 < 5.0$ ГэВ². Полная информация об извлеченных структурных функциях доступна на веб-сайте [8]. Полученные результаты по эксклюзивным структурным функциям представляют значительный интерес для исследования структуры возбужденных состояний нуклона во второй и третьей резонансных областях. В будущем данные об эксклюзивных структурных функциях будут использованы для предсказания дифференциальных сечений каналов электророждения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ из данных полученных на детекторе CLAS в качестве первой модельно-независимой оценки этих сечений всюду в кинематической области $W < 1.7$ ГэВ и $Q^2 < 5.0$ ГэВ².

1. Aznauryan I.G., Burkert V.D. // Electroexcitation of Nucleon Resonances, Prog. Part. Nucl. Phys. (2012) 67, 1
2. CLAS Physics Database, <http://clasweb.jlab.org/physicsdb>
3. Carman D.S., Joo K., Mokeev V.I. et al. // Strong QCD Insights from Excited Nucleon Structure Studies with CLAS and CLAS12, Few Body Syst. (2020) 61, 29.
4. Brodsky S.J. et al. // Strong QCD from Hadron Structure Experiments, e-Print:2006.06802 [hep-ph], in print in Int.J.Mod.Phys.E. 2020
5. Burkert V.D., Roberts C.D. et al. // Roper Resonance: Toward a Solution to the Fifty Year Puzzle, Rev. Mod. Phys. (2019) 91, 011003. V.D. Burkert et al. // The Nucleon Resonance Structure from the $\pi^+\pi^-p$ Electroproduction Reaction off Protons, Moscow Univ. Phys. Bull. (2019) 74, 243.
6. Amaldi E., Fubini S., Furlan G. Pion-Electroproduction: Electroproduction at Low Energy and Hadron Form Factors. Springer Tracts in Modern Physics, 1979.
7. Exclusive structure functions from N electroproduction with CLAS: <https://clas.sinp.msu.ru/~almaz/>

Характеристики зарядки полимерных композитов, армированных углеродными нанотрубками, электронным пучком

Д.О. Пешнина^{1,2}, А.А. Татаринцев², Ю.В. Балакшин^{1,3}, А.П. Евсеев^{1,2},
А.А. Шемухин^{1,3}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Россия, 119234, Москва;

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники, Москва, 119991, Россия;

³Центр квантовых технологий, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, 11999, Россия.

E-mail: peshnina.do16@physics.msu.ru

Нанокompозиты – новый тип материалов, отличающийся от обычных композиционных материалов размером упрочняющейся фазы. Нанокompозиты способны реализовать высокий уровень как специальных свойств материалов, таких как электропроводность, теплопроводность, магнитная проницаемость, так и механических свойств, например прочность, ударная вязкость.

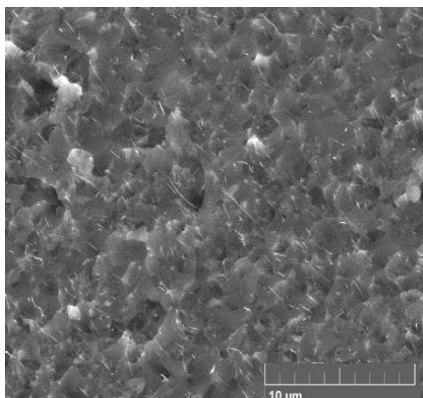
Особый интерес вызывают полимерные нанокompозиты, содержащие углеродные нанотрубки. Помимо выдающихся механических свойств и электропроводности, УНТ обладают малым коэффициентом вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) [1, 2]. Известно, что под действием динаatronного эффекта в вакуумных электроприборах может возникнуть нежелательный ток вторичной электронной эмиссии. Для уменьшения этого эффекта используются специальные динаatronные покрытия. В качестве такого покрытия хорошо подходят обладающие низкими коэффициентами ВЭЭ углеродные плёнки [3]. Такие материалы также находят широкое применение для космических аппаратов. Воздействие ионизирующих излучений в космосе на полимерные диэлектрики приводит к образованию заряженных частиц в объеме материала. В результате концентрация носителей заряда в облучаемом полимере резко возрастает, что приводит к появлению радиационной электропроводности [4].

Таким образом, данная работа направлена на изучение возможности использования полимерных композитных материалов на основе эпоксидных смол, армированных углеродными нанотрубками, в качестве антидинаatronного покрытия. Для этого были получены и исследованы следующие образцы:

6. Полимерный композитный материал на основе эпоксидных смол с процентным содержанием по массе углеродных нанотрубок 0,9% и 2,7%;
7. Полимерный композитный материал на основе эпоксидных смол с процентным содержанием по массе сажи 0,9% и 2,7%;
8. Многостенные углеродные нанотрубки, полученные методом пиролитического газофазного осаждения

Для изготовления образцов 1) и 2) использовались полимерное связующее из эпоксидной смолы L и отвердителя 285. В матрицу полимера замешивались углеродные нанотрубки «Таунит» или сажа. Для обеспечения равномерного распределения УНТ в полимерной матрице был выбран метод обработки полученной смеси ультразвуком при температуре 30 °С в течение 10 минут [5]. Полученный композит формировался в тонкие диски, которые полимеризовались в течение 24 часов при комнатной температуре. Процесс синтеза позволял контролировать содержание наполнителя в матрице полимера, поэтому были изготовлены образцы с процентным содержанием УНТ или сажи по массе 0,9% и 2,7%.

Для образцов 3) углеродные нанотрубки были получены путем пиролитического газофазного осаждения. В качестве полимерной матрицы была использована двухкомпонентная эпоксидная смола с отвердителем. Образец представлял собой массив многостенных углеродных нанотрубок, ориентированных перпендикулярно подложке, со слоем неупорядоченных МУНТ на поверхности. Полимер наносился на поверхность леса небольшими каплями для пропитки с целью минимизации воздействия на структуру и однородность массива нанотрубок до полного покрытия образца. После 24 часов полимеризации композит отслаивался от подложки кремния, затем верхний слой полимера без нанотрубок зашлифовывался до композита с углеродными нанотрубками с помощью шлифовального алмазного бруска. Наличие углеродных нанотрубок на поверхности композита проверялось с помощью сканирующей электронной микроскопии (рисунок 1).



(а)

(б)

Рис. 1. СЭМ изображение углеродных нанотрубок (а) и полимерный композит на основе эпоксидных смол, армированный углеродными нанотрубками (б)

На рисунке 2 приведен спектр комбинационного рассеяния исходных многостенных углеродных нанотрубок и спектр полимерного композита с УНТ. На спектрах выделяются характерные для углеродных нанотрубок D- и G-пики [6]. Полученные спектры раскладывались на компоненты, пики аппроксимировались функциями Войта. Одним из наиболее часто

употребляемых способов оценки дефектов в углеродных структурах является рассмотрение отношения D- и G-пигов – коэффициент К.

КР-спектр эпоксидной смолы имеет множество невыраженных пиков, что характерно для полимеров (зеленая кривая). Как только углеродные нанотрубки проявляются на поверхности полимера в композите (красная кривая) – видны характерные для них пики (рисунок 2) – 1335 см^{-1} пик D, отвечающий за степень структурной неупорядоченности вблизи края микрокристаллической структуры; 1610 см^{-1} пик G, связанный с колебаниями двух смежных атомов углерода в решетке нанотрубки. Коэффициент К, характеризующий дефекты, увеличился с 0,9 (для УНТ) до 1,2 (смола с УНТ). Это говорит о наличии большого количества дефектов в композите.

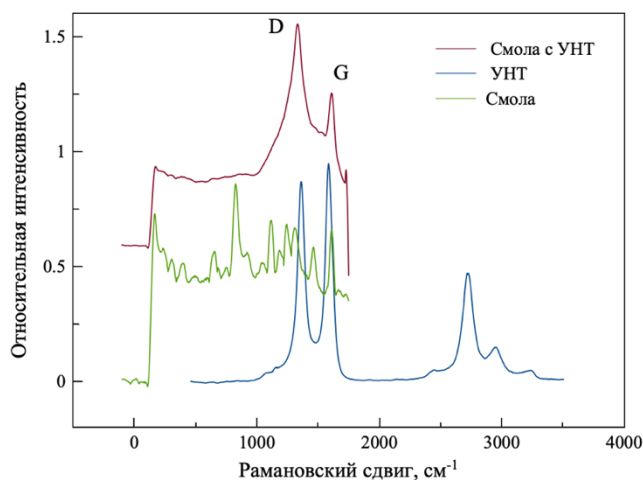


Рис. 2. КР-спектр полимера, УНТ и полимерного композита с УНТ

Зарядовые характеристики исследовались при помощи электронно-зондового измерительного комплекса на базе электронного микроскопа LEO 1455VP при токе первичного пучка 100 пА на площадку облучения $100\times 100\text{ мкм}^2$.

При облучении с энергией 15 кэВ, полимер без примесей быстро заряжается. При этом значение тока I_{L+D} сравнительно быстро (за $\sim 10\text{-}15\text{ с}$) достигает равновесного значения. Аналогичная ситуация и для остальных значений энергий. При этом, как следует из закона сохранения заряда, ток вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) быстро достигает значения $I_{\sigma}=I_0-I_{L+D}\approx 100\text{ пА}$, что является обычным в процессе зарядки диэлектриков случаем. И, следовательно, результирующий коэффициент ВЭЭ $\sigma\approx 1$, а это приводит к сильно выраженному динаatronному эффекту.

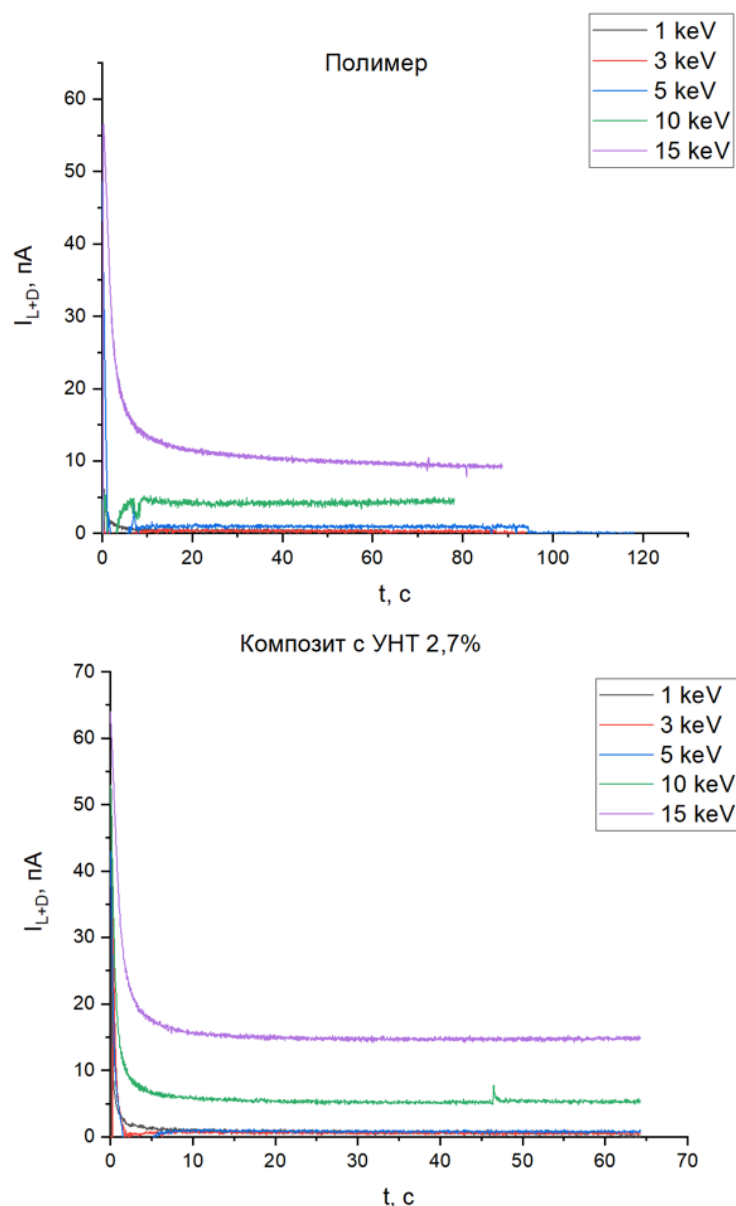


Рис. 3. Зависимость тока I_{L+D} от времени облучения для значений энергии 1 кэВ, 3 кэВ, 5 кэВ, 10 кэВ, 15 кэВ для полимера (верхний рисунок) и полимерного композита с неориентированными УНТ (нижний рисунок)

Полимерный композит с неориентированными УНТ при облучении пучком электронов с энергиями 15 кэВ заряжается. Ток $I_{L+D}=17$ пА для смолы с УНТ, а для чистой смолы 11 пА. Ток вторичной электронной эмиссии равен 70 пА для композита с УНТ 2,7%; 82 пА для композита с УНТ 0,9%; а для чистой смолы 85 пА. Антидинаatronный эффект выражен слабо. Также стоит отметить, что чем больше концентрация УНТ в полимерном композите, тем лучше проявляется антидинаatronный эффект. В экспериментах с полимерными композитами, в которые замешана сажа, также был выявлен слабовыраженный антидинаatronный эффект.

При добавлении ориентированных УНТ к смоле зарядки не происходит: спектр вторичных электронов ведет себя аналогичным образом как на металлических образцах – смещения спектра нет. При этом регистрируется близкий к 90% от тока падающего пучка (рисунок 4 (б)) ток с подложки I_{L+D} . Оставшаяся часть электронов – отраженные электроны и вторичные электроны. Увеличение тока пучка на два порядка (рисунок 4 (б)) также не приводит к зарядке получившегося композита.

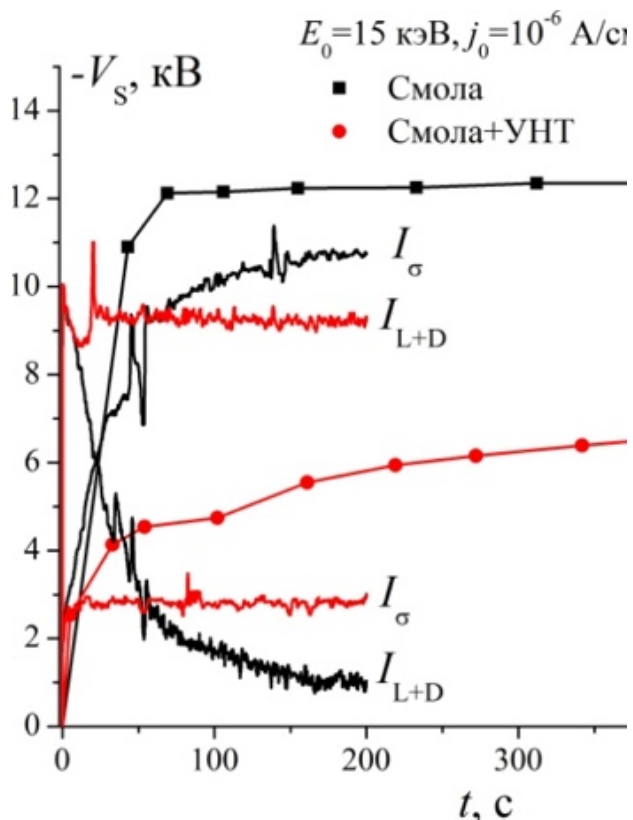


Рисунок 4. Зависимость поверхностного потенциала V_s , тока эмиссии I_σ и тока I_{L+D} от времени облучения при энергии первичного пучка электронов 5 кэВ

Таким образом, в работе проведено изучение характеристик зарядки чистого полимер и композитных материалов на основе эпоксидных смол, армированных углеродными нанотрубками. Выяснено, что неориентированные и ориентированные УНТ по-разному проявляют антидинаatronные свойства при замешивании их в полимер.

При облучении с энергией 15 кэВ, смола без углеродных нанотрубок быстро заряжается. При добавлении неориентированных УНТ или сажи в полимер наблюдается слабовыраженный динаatronный эффект, при энергии 15 кэВ для полимера ток ВЭЭ 83пА, для композита с неориентированными УНТ 2,7% - 73пА, для композита с сажой 2,7% - 70пА. При этом максимум коэффициента ВЭЭ наблюдается в районе 700 эВ для полимера и композита с УНТ, а для сажи в районе 10кэВ.

Однако, при добавлении ориентированных УНТ к смоле зарядки не происходит: спектр вторичных электронов ведет себя аналогичным образом

как на металлических образцах – смещения спектра нет. При этом регистрируется близкий к 90% от тока падающего пучка.

Таким образом в работе показано, что полимерный композит с ориентированными УНТ можно использовать в качестве динаatronного покрытия.

Данное исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ № СП-4870.2018.1.

- [1] K.K.Panchagnula, P.Kuppan // Improvement in the mechanical properties of neat GFRPs with multi-walled CNTs, Journal of Materials Research and Technology 8 (2019) 366–376;
- [2] H.Tanabi, M.Erdal // Effect of CNTs dispersion on electrical, mechanical and strain sensing properties of CNT nanocomposites, Results in Physics 12 (2019) 486–503;
- [3] M. K.Alam, P.Yaghoobi, M.Chang, and A.Noje, Secondary electron yield of multiwalled carbon nanotubes Appl. Phys. Lett. 97, 261902 (2010);
- [4] И.П.Безродных, А.П.Тютнев, В.Т.Семёнов // Радиационные эффекты в космосе. Часть 2. Воздействие космической радиации на электротехнические материалы (2013)
- [5] Н.А.Федосова // Разработка и математическое моделирование процесса получения керамоматричного композита, армированного углеродными нанотрубками. Дисс. канд. техн. наук. Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева. 2016
- [6] N.Li, X.Ma, H.Ye, S.Wang, K.Han, Carbon nanotube-modified separator for lithium–sulfur batteries: effects of mass loading and adding polyvinylpyrrolidone on electrochemical performance, J. Phys. Chem. Solid. 134 (2019) 69–76.

Средние сечения фотоядерных реакций на изотопе ^{89}Y

С.С. Бельшев², А.А. Кузнецов^{1,2}, В.В. Ханкин¹, Н.Ю. Фурсова²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ² Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики
E-mail: nfursova@bk.ru

Сечения фотонейтронных реакций исследовались ранее в работах на пучках квазимоноэнергетических фотонов (в Ливерморе [1] и Сакле [2]), тормозного γ -излучения и на пучках моноэнергетических меченных фотонов [4]. В экспериментах [1] и [2] наблюдалось хорошее согласие в положении максимумов сечений, но величины максимумов различались на 15-20%. Эти расхождения обусловлены систематическими погрешностями в определении множественности нейтронов. Часть нейтронов, образующихся в реакции с вылетом двух нейтронов, идентифицируется как вклад реакции с вылетом одного нейтрона. В данной работе для измерения выходов и сечений фотонейтронных реакций на ^{89}Y применялся γ -активационный метод, лишенный недостатков метода прямой идентификации нейтронов. Эксперимент проводился на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RM-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ.

Экспериментальные выходы реакций рассчитывались по площадям фотопиков на основе соотношения:

$$Y = \frac{N_0}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}$$

где t_1 – время облучения, N_0 – число радиоактивных ядер исследуемого изотопа на момент окончания облучения:

$$N_0 = \frac{S}{k(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})}$$

где S – площадь фотопика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения, t_2 – время начала измерения, t_3 – время окончания облучения, λ – постоянная распада, k – коэффициент, равный произведению эффективности детектора и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах.

Выходы реакций называются абсолютными, так как они были нормированы на выход реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ на медном мониторе.

Кроме того, были рассчитаны сечения фотонейтронных реакций, усредненные по тормозному спектру:

$$\bar{\sigma}(E^m) = \frac{\int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} W(E, E^m) dE};$$

где $W(E, E^m)$ – тормозной спектр γ -квантов с верхней границей E^m .

Полученные в работе экспериментальные сечения сравнивались с расчетами в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций.

Абсолютные экспериментально измеренные выходы фотонейтронных реакций на ядре ^{89}Y и выходы, рассчитанные по модели КМФР.

Изотоп	Реакции образования изотопа	$Y_{\text{эксп}}, 1/e$	$Y_{\text{КМФР}}, 1/e$
^{88}Y	$^{89}\text{Y}(\gamma, 1n)$	$(1.76 \pm 0.02) \cdot 10^{-6}$	$2.15 \cdot 10^{-6}$
^{87}Y	$^{89}\text{Y}(\gamma, 2n)$	$(2.36 \pm 0.018) \cdot 10^{-7}$	$2.17 \cdot 10^{-7}$
^{86}Y	$^{89}\text{Y}(\gamma, 3n)$	$(2.68 \pm 0.07) \cdot 10^{-8}$	$3.07 \cdot 10^{-8}$
^{85}Y	$^{89}\text{Y}(\gamma, 4n)$	$(1.65 \pm 0.13) \cdot 10^{-9}$	

Сравнение усредненных сечений, полученных в данной работе, с рассчитанными по модели КМФР

Реакция	$\langle \sigma \rangle$, мб	$\langle \sigma \rangle_{\text{КМФР}}$, мб
$^{89}\text{Y}(\gamma, 1n) ^{88}\text{Y}$	42.97 ± 0.50	52.07
$^{89}\text{Y}(\gamma, 2n) ^{87}\text{Y}$	10.58 ± 0.08	9.52
$^{89}\text{Y}(\gamma, 3n) ^{86}\text{Y}$	1.83 ± 0.05	2.03
$^{89}\text{Y}(\gamma, 4n) ^{85}\text{Y}$	0.36 ± 0.03	

- [1] B.L.Berman et al. // Phys.Rev. 1967. 162. P. 1098.
- [2] A.Lepretre et al. // Nucl. Phys. A. 1971. 175. P. 609.
- [3] V. V. Varlamov, A. I. Davydov, V. N. Orlin, N. N. Peskov. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Physics. 2017. 81. P. 664.
- [4] L.M.Young // PhD Thesis, Champaign: Illinois University, 1972.
- [5] A.Rahman et al.// J. Nucl. Sci. Tech. 2010. 47. P. 618.
- [6] M.Zaman et al. // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2014. 299. P. 1739.
- [7] M.Zaman et al. // J. Korean Phys. Soc. 2015. 67. P. 1482.
- [8] M.Tatari et al. // Radiochim. Acta 2017. 105. P. 789.

Средние сечения фотоядерных реакций на изотопе ^{103}Rh

С.С. Бельшев², А.А. Кузнецов^{1,2}, В.В. Ханкин¹, Н.Ю. Фурсова²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ² Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики
E-mail: nfursova@bk.ru

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование сечений фотонейтронных реакций на ^{103}Rh .

В настоящей работе фотонейтронные каналы распада ГДР на изотопе ^{103}Rh исследуются с помощью γ -активационной методики. Эксперимент был выполнен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РМ-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ. Облучение проводилось на пучке тормозного излучения, генерируемого в вольфрамовой тормозной мишени-конверторе. Тормозные фотоны, попадая на исследуемую мишень, вызывали наведенную активность. После этого мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, и начиналось измерение активности, наведенной в облученной мишени. Спектры γ -квантов измерялись на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250. Поиск максимумов в спектрах γ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров, позволяющей проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков, и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии γ -квантов и периоду полураспада образовавшихся изотопов.

Экспериментальные выходы реакций рассчитывались по площадям фотопиков в спектрах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора. Абсолютные выходы фотоядерных на тормозных пучках в экспериментах, выполненных в различной геометрии, отличаются друг от друга из-за различий в потоке тормозных фотонов. Поэтому для сравнения результатов экспериментов, выполненных на тормозных пучках γ -излучения, вводят сечение, усредненное по тормозному спектру γ -квантов, и сечение на эквивалентный квант:

$$\bar{\sigma}(E^m) = \frac{\int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} W(E, E^m) dE};$$
$$\bar{\sigma}(E^m) = \frac{\int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} W(E, E^m) dE}$$

где $W(E, E^m)$ - тормозной спектр γ -квантов с верхней границей E^m .

Преимущество определения сечения на эквивалентный квант состоит в том, что нормировочный коэффициент не зависит от порога реакции.

Рассчитанные в работе сечения, усредненные по тормозному спектру, и сечения на эквивалентный квант хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций и одной из экспериментальных работ, проводимой сейчас на установке NEWSUBARU в Японии. Данный эксперимент проводится на пучках обратного комптоновского рассеяния методом регистрации множественности нейтронов. Сравнение предварительных данных этого эксперимента с данными, полученными в нашей работе, позволяют протестировать, используемую в Японии методику регистрации множественности нейтронов.

Сравнение усредненных сечений, полученных в данной работе, с рассчитанными в работе [7] и по модели КМФР

Реакция	$\langle\sigma\rangle$, мб	$\langle\sigma\rangle$ [7], мб		$\langle\sigma\rangle_{\text{КМФР}}$, мб	$\langle\sigma\rangle_{\text{NS}}$, мб
		55 МэВ	60 МэВ		
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 1n) ^{102}\text{Rh}$	49.21 ± 3.95	95.05 ± 15.24	90.62 ± 14.09	49.89	50.59 ± 2.71
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n) ^{101}\text{Rh}$	21.41 ± 1.09	41.44 ± 6.23	37.90 ± 5.70	18.94	24.90 ± 1.91
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n) ^{100}\text{Rh}$	4.644 ± 0.08	9.25 ± 1.40	8.35 ± 1.24	4.26	5.67 ± 1.79
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n) ^{99}\text{Rh}$	2.05 ± 0.29	4.61 ± 0.60	4.11 ± 0.48	2.47	

Сравнение сечений на эквивалентный квант, полученных в данной работе, с рассчитанными в эксперименте в Японии и по модели КМФР

Реакция	σ_q , мб	σ_q КМФР., мб	σ_q NS, мб
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 1n) ^{102}\text{Rh}$	84.85 ± 6.96	89.46	92.31 ± 4.96
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 1n) ^{102m}\text{Rh}$	6.57 ± 0.39		
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n) ^{101}\text{Rh}$	10.51 ± 0.54	29.65	27.61 ± 2.11
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n) ^{101m}\text{Rh}$	13.02 ± 0.66		
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n) ^{100}\text{Rh}$	2.82 ± 0.05	2.51	3.45 ± 1.09
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n) ^{99}\text{Rh}$	0.31 ± 0.06	0.69	
$^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n) ^{99m}\text{Rh}$	0.40 ± 0.04		

- [1] Мигдал А. Б. // ЖЭТФ 1945. 15. С. 81.
- [2] B.S. Ishkhanov, E. N. Kornienko, Yu. I. Sorokin, V. G. Shevchenko and B. A. Yur'ev // Cross section of the $^{103}\text{Rh}(\gamma, p)$ reaction // Nuclear Physics Institute (1963)
- [3] О.В. Богданкевич, Б.И. Горячев, В.А. Запевалов / Расщепление гигантского резонанса у ряда средне-тяжелых ядер // ЖЭТФ, т.42, вып. 6 (1962)
- [4] R.W.Parsons The photodisintegration of manganese and rhodium // Canadian Journal of Physics 37, 1344-1348 (1959)
- [5] A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere // A Study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $103 \leq A \leq 130$ mass region // Nuclear Physics A219 (1974)
- [6] В.В. Варламов, А.И. Давыдов, В.Д. Кайдарова /Оценка достоверных сечений фотонейтронных реакций на ядрах ^{103}Rh и ^{165}Ho // Ядерная физика, т.82 №3, 212-223 (2019)
- [7] Md. Shakilur Rahman, Kwangsoo Kim, Guinyun Kim // Measurement of flux-weighted average cross-sections and isomeric yield ratios for $^{103}\text{Rh}(\gamma, xn)$ reactions in the bremsstrahlung end-point energies of 55 and 60MeV // The European Physical Journal A (2016).

Оценка влияния Амплитуды интраФракционного движения целевого объема на дозовое распределение в протонной терапии сканирующим пучком

М.С. Шкурупий¹, А.А. Исмаилова¹, М.А. Белихин^{2,3}, А.А. Пряничников^{2,3},
А.Е. Шемяков³

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ; ²Московский
государственный университет имени Ломоносова; ³Физический институт им. П.Н.
Лебедева Российской академии наук, Физико-технический центр

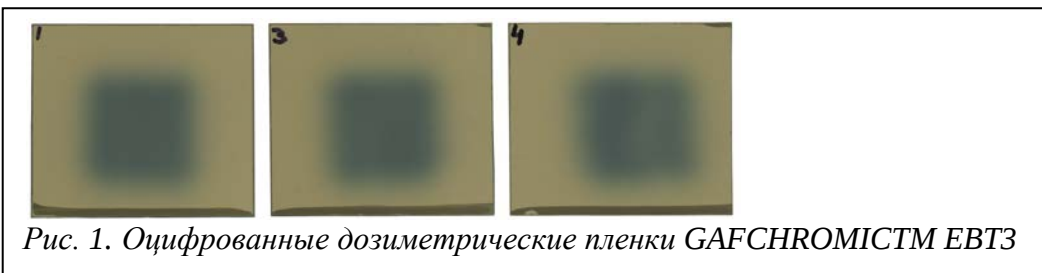
E-mail: mariwka_22@mail.ru

Преимущество протонной лучевой терапии перед традиционным лечением пациентов фотонами основывается на особенностях взаимодействия протонов с веществом. Характерное для тяжелых частиц увеличение линейной передачи энергии (ЛПЭ) с увеличением глубины, слабое боковое рассеяние и жесткая зависимость глубины распространения моноэнергетического пучка протонов в веществе от энергии обеспечивают высокую конформность дозового распределения к мишени и позволяют снизить дозовую нагрузку на здоровые ткани и критические органы [1].

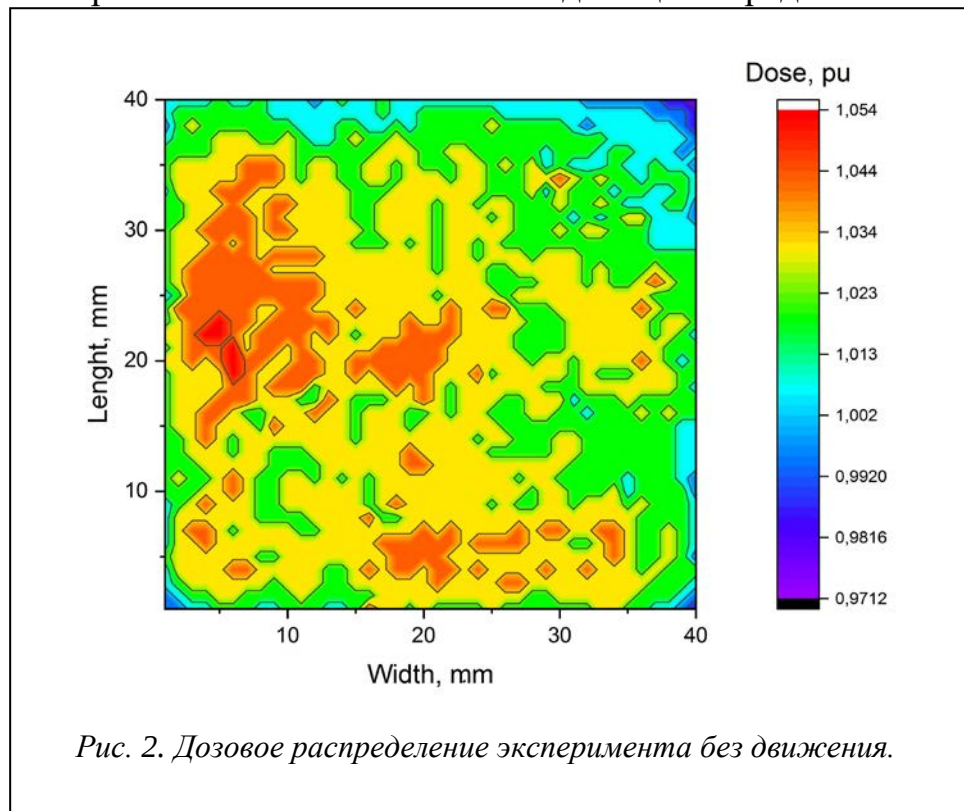
Однако данные преимущества требуют высокой точности в позиционировании пациентов и стабильности в расположении опухоли при изменении положения мишени относительно других органов во время сеанса протонной терапии, такое движение опухоли называют интрафракционным. Причинами интрафракционного движения являются в основном процессы дыхания, сердцебиения и пищеварения. Цель данной работы оценить влияние амплитуды интрафракционного движения целевого объема при сканировании протонным пучком.

В работе использовался однокоординатный динамический водный фантом, оптимизированный под работу с комплексом протонной терапии «Прометеус», ЗАО «Протом». Объем фантома, изготовленного из оргстекла, 300x150x200 мм³. Мишень изготовлена из PLA-пластика размером 60x60x60 мм, оптимизирована под работу с ионизационными камерами PTWTM PinPoint 3D Chamber 31022 и дозиметрическими пленками GAFCHROMICTM EBT3[2]. Модель движения имитирует цикл дыхания, состоящего из фаз вдоха, выдоха и паузы дыхания, описываемых линейными функциями[3].

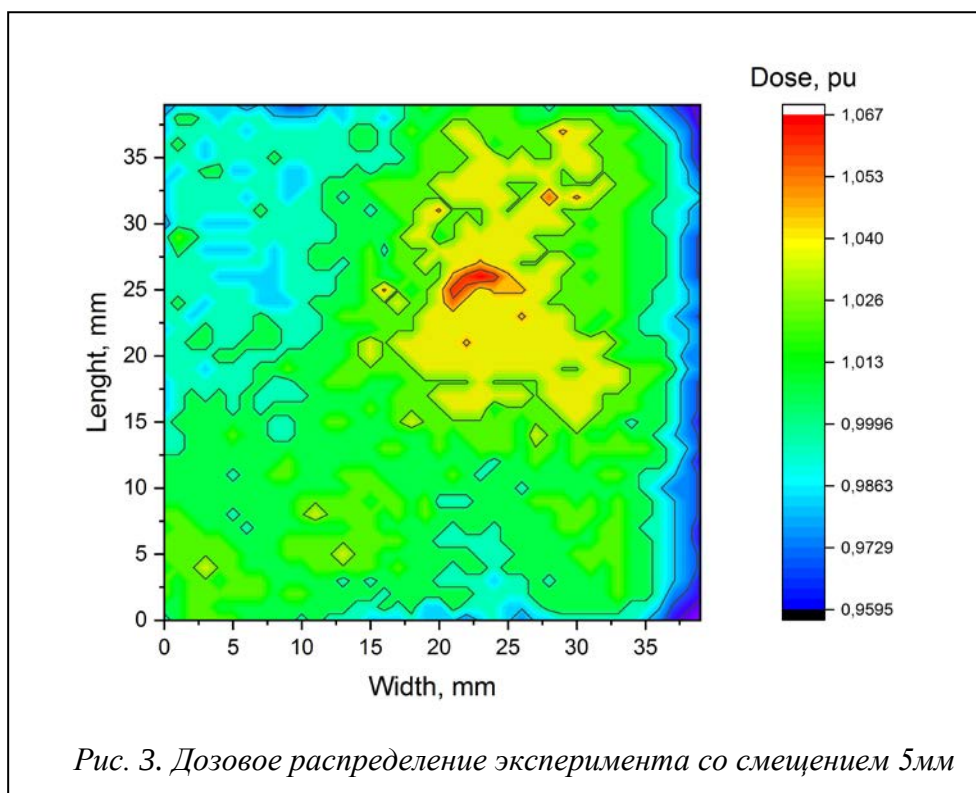
Эксперимент состоял из трех измерений дозового распределения с различными параметрами движения. Дозиметрические пленки GAFCHROMICTM EBT3 после облучения были оцифрованы и представлены на рисунке 1.



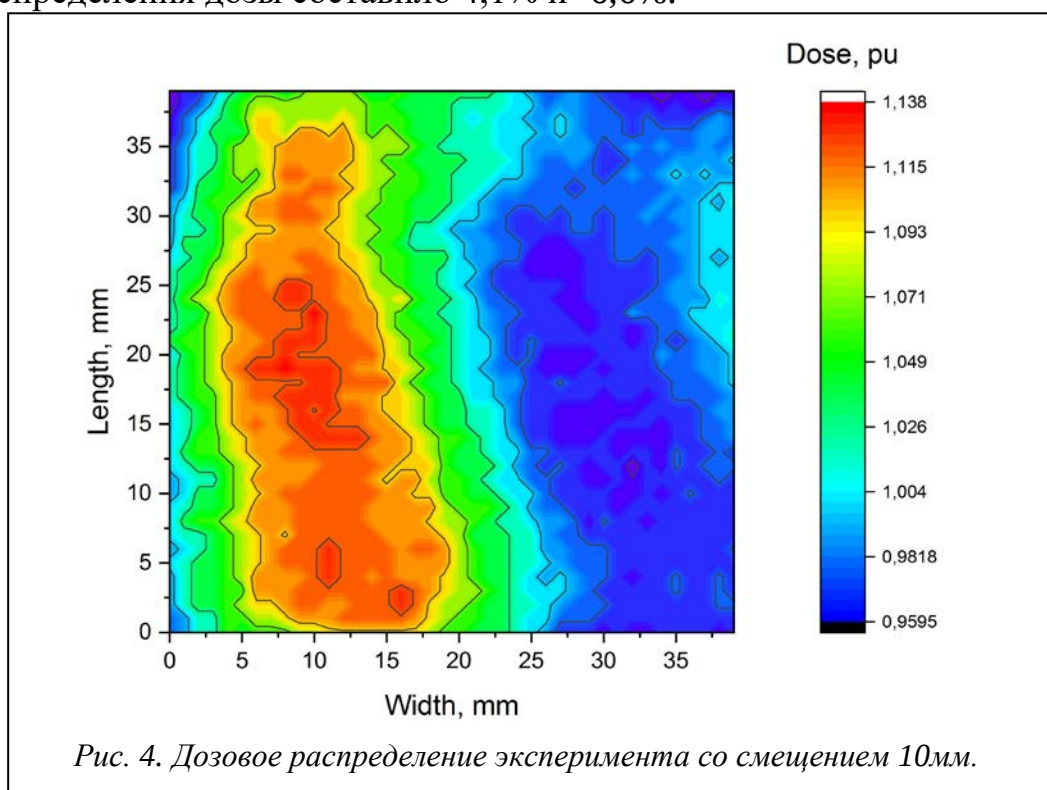
Пленки обрабатывались в программе OriginPro 2018. Полученные данные были пересчитаны в относительные единицы и представлены на рисунках 2-4.



При проведении первого эксперимента движение отсутствовало, поэтому параметры движения не задавались. Максимальное отклонение от среднего значения распределения дозы составило 1,7% и -1,9%



При проведении второго эксперимента задавались параметры движения. Длительность вдоха 1500 мс, выдоха 1500 мс, паузы 500 мс, при амплитуде(смещении) 5 мм. Максимальное отклонение от среднего значения распределения дозы составило 4,1% и -6,6%.



При проведении третьего эксперимента также задавались параметры движения. Длительность вдоха 1500 мс, выдоха 1500 мс, паузы 500 мс, при амплитуде(смещении) 10 мм. Максимальное отклонение от среднего значения распределения дозы составило 4,0% и -13,7%.

Таким образом, было показано, что интрафракционное движение значительно влияет на дозовое распределение. Некоторые участки дозовой пленки остаются недооблученными, а некоторые переоблученными. Данные недостатки можно будет избежать, используя системы активной и пассивной компенсации интрафракционного движения опухолей при сеансе протонной лучевой терапии.

1. L. Verhey, H. Blattman, P. M. Deluca, D. Miller, 4. Proton Interactions with Matter, Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements, Volume 30, Issue 2, 15 December 1998, Pages 13–14
2. GAFCHROMIC DOSIMETRY MEDIA, TYPE EBT-3. [Электронный ресурс]. [дата обращения: 03.10.2020] Режим доступа: http://www.gafchromic.com/documents/EBT3_Specifications.pdf
3. Белихин М.А., Жоголев П.Б., Исмаилова А.А., Пряничников А.А., Чашурин В.И., Черняев А.П., Шемяков А.Е. Метод экспериментального исследования влияния интрафракционного движения целевого объема на дозовые распределения в протонной терапии сканирующим пучком, Москва, тезисы, с. 194-196

СОДЕРЖАНИЕ

Теоретический анализ радиационной электропроводности в полимерах.....	3
О ВЕЛИЧИНЕ ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА АТОМНЫХ ЯДЕР	7
ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ В АТОМНЫХ ЯДРАХ	10
ГЕНЕРИРОВАНИЕ СТЕРИЛИЗУЮЩЕЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ СТРУИ НА ОСНОВЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА	14
Особенности обработки данных экспериментов с мечеными нейтронами	19
Кинематические характеристики лептонов в распадах векторных бозонов.....	26
Состояние дел с разработкой датчика энергии на основе эффекта Вавилова—Черенкова	31
ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СПЛАВОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ.....	34
ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И АМОРФИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТЕЛЛУРИДА ГЕРМАНИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	37
ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ, СВЯЗАННОГО С ОБРАТИМЫМИ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫМИ ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТЕЛЛУРИДА ГЕРМАНИЯ.....	40
МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЗАРЯДА СТРУЙ В РР-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БАК 44	
КОНУСНО-ЛУЧЕВАЯ ТОМОГРАФИЯ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ РАДИОХИРУРГИИ НА АППАРАТЕ LEKSELL GAMMA KNIFE ICON.....	49
МУЛЬТИПЛЕТЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРОН-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ.....	52
скорости СЛАБЫХ ПРОЦЕССОВ в ядрах ^{56}Ni ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ.....	55
ПОЛУЧЕНИЕ ТУЛИЯ-167 В РЕАКЦИЯХ под действием альфа-частиц на ЭРБИЕВЫХ мишенях	58
ИССЛЕДОВАНИЕ УТЕЧКИ ДОЗ ИЗ МНОГОЛЕПЕСТКОВОГО КОЛЛИМАТОРА НА УСКОРИТЕЛЕ VARIAN HALCYON	60
ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ЛЕПТОНОВ В РАСПАДАХ W БОЗОНОВ В ПРОТОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 8 ТЭВ.....	62
Анализ событий с рождением W, Z бозонов в соударениях протонов в открытых данных эксперимента ATLAS	67
АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ РАЗВИТИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ	73
Сочетание радиационного и озонного воздействия в процессе стерилизации костных имплантатов.....	75
Заключение	77

Описанный эффективный и инновационный подход к комбинированной стерилизации показал, что данная методика позволяет обеспечить стерильность при значительном снижении величины дозы от радиационной обработки и избежать ухудшения остеоиндуктивных свойств образца.	77
ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ВЫХОДЫ ИЗОТОПОВ $^{180\div 190}\text{tб}$ в r-процессе.....	79
ХАРАКТЕРИСТИКИ Z БОЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 8 ТЭВ.....	82
Характеристики топ-кварков в pp-соударениях в эксперименте ATLAS	88
Оптимизация разрезного микротрона на энергию 35 МэВ для наработки медицинских изотопов	94
Расчет линейного ускорителя для комптоновского источника рентгеновского излучения...	97
Интерференционный фильтр НА ОСНОВЕ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ для среднего инфракрасного диапазона	100
ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ^{51}V : ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ОЦЕНКА.	103
Характеристики событий с парным рождением топ кварков в соударениях протонов при энергии 8 ТэВ	109
МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОВКИ МЕДИЦИНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ	114
ОЦЕНКА РЕКОНСТРУКЦИИ СПЕКТРА ДВУХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ОТ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ГЛУБИННЫМ ДОЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ	117
Сравнение программ симуляции распространения излучения методом Монте-Карло для установок протонной терапии	122
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ Cs-132 ДЛЯ ЦЕЛЕЙ БРАХИТЕРАПИИ.....	124
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ИЗОТОПА Zr-89 НА ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ	127
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИСТОРСИИ МРТ-ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ.....	130
Модель взаимодействия перезарядочной плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика	133
ИЗМЕНЕНИЯ МОРФОЛОГИИ СТЕКЛА К-208 ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ.....	137
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ПОТЕРЮ МАССЫ ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА И ЗАГРЯЗНЕНИЕ ЕГО ПРОДУКТАМИ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО СТЕКЛА	139
Сравнение методик облучения периферического рака легкого на установке CyberKnife ...	141
подход к оценке влияния интрафракционного движения на дозовые характеристики с помощью численного моделирования методом монте-карло	145
Отбор событий реакций $e p \rightarrow e p \gamma$ и $e p \rightarrow e p + \pi^-$ из экспериментальных данных детектора CLAS12.....	150
Вычисление эксклюзивных структурных функций канала однопионного электророждения на протоне.....	155

Характеристики зарядки полимерных композитов, армированных углеродными нанотрубками, электронным пучком	159
Средние сечения фотоядерных реакций на изотопе ^{89}Y	165
Средние сечения фотоядерных реакций на изотопе ^{103}Rh	167
Оценка влияния Амплитуды интрафракционного движения целевого объема на дозовое распределение в протонной терапии сканирующим пучком	170