

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКСЕПТАНСА СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ РОЖДЕННЫХ ВПЕРЕД АДРОНОВ И ЯДЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70 (МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО)

© 2019 г. М. Ю. Боголюбский^{а,*}, Д. К. Елумахов^а, А. А. Иванилов^а, А. Н. Криницын^а

^а Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” –
Институт физики высоких энергий им. А.А. Логанова
Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

*e-mail: Mikhail.Bogolyubsky@ihep.ru

Поступила в редакцию 01.04.2019 г.

После доработки 01.04.2019 г.

Принята к публикации 16.04.2019 г.

Представлены результаты моделирования по определению аксептанса спектрометра для рожденных вперед адронов и ядерных фрагментов в ядро-ядерных столкновениях на ускорительном комплексе У-70. Спектрометр построен как комбинация канала частиц № 22 ускорительного комплекса У-70 и детекторов модифицированной установки ФОДС с расположением ядерных мишеней в голове канала. Расчеты выполнены в среде виртуального Монте-Карло из пакета ROOT в рамках GEANT4 (версия 4.10.02.p02). Изучалось как прохождение вторичных адронов (заряженных π -, K -мезонов, протонов, антипротонов), так и вторичных легких ядер (D , T), а также более тяжелых различных нуклидов (He , Li , Be , B , C). Кроме аксептанса, для каждого типа частиц и ядер получены коэффициенты выбывания из ансамбля за счет распадов и взаимодействий при их прохождении через спектрометр.

DOI: 10.1134/S0032816219050161

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание ионных пучков на ускорительном комплексе У-70 (Протвино) открыло возможности для новых исследований в области релятивистской ядерной физики. В препринте [1] предложен эксперимент по изучению рождения вперед на угол ноль адронов и ядерных фрагментов при взаимодействии протонов и ядер с ядрами. В качестве основного элемента обосновано использование спектрометра, состоящего из канала частиц высоких энергий № 22 [2] ускорительного комплекса У-70 и детекторов модифицированной установки ФОДС (фокусирующий двухплечевой спектрометр) [3, 4] с расположением мишеней в голове канала. В измерениях магнитная жесткость канала варьировалась в интервале 6–70 ГэВ/с. Возможность работы канала № 22 в составе спектрометра была промоделирована методом Монте-Карло в работе [5] в рамках GEANT4.

В рассматриваемом в данной работе эксперименте область энергий превышает 20 ГэВ/нуклон, что в настоящее время является наибольшей величиной для экспериментов по рождению вперед с ионными пучками на покоящейся мишени при скорости вторичных частиц, превышающей

быстроту пучка. Предыдущие данные соответствуют энергиям в области 0.3–3 ГэВ/нуклон [6–13].

В статье [14] приведены результаты первых измерений, полученные в рассматриваемом эксперименте в СА-взаимодействиях при энергии 25 ГэВ/нуклон. В работе [15] представлены выходы легких ядер в СС-взаимодействиях при энергии 20.5 ГэВ/нуклон. Эти новые данные важны для сравнения предсказаний теории с результатами экспериментов, выбора адекватной модели и настройки ее параметров. При сравнении с теорией предпочтительнее представление экспериментальных данных в терминах инвариантных дифференциальных сечений. Для перехода от наблюдаемых выходов частиц к сечениям необходимо знать аксептанс спектрометра, а также коэффициенты ослабления потоков вторичных частиц и ядер при их прохождении через спектрометр за счет распадов и взаимодействий в веществе.

Данная работа посвящена определению аксептанса и указанных коэффициентов ослабления для каждого типа частиц и ядер как функции магнитной жесткости канала частиц № 22.

2. УСЛОВИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование проводилось в среде виртуального метода Монте-Карло пакета ROOT (ЦЕРН) [16], в которую интегрирована программа GEANT4 (версия 4.10.02.p02) [17]. Последняя дает возможность пользователю выбрать транспортный код, обеспечивающий трассировку частиц и ядер через установку с учетом их распадов и взаимодействий в веществе.

Мишень (^{12}C или Pb) установлена на входе в канал № 22, ее толщина составляет 0.1 от длины взаимодействия. Описание канала № 22 в данной статье соответствует приведенному в работе [5], но дополнительно учтены еще детекторы установки ФОДС, включающие в себя сцинтилляционные счетчики, пороговые черенковские счетчики, спектрометр колец черенковского излучения (с.к.о.ч.) [18], адронный калориметр [19].

Точка взаимодействия в мишени разыгрывалась равномерно по ее длине. При моделировании для нахождения импульсного разрешения канала и его аксептанса величина импульса p рожденной частицы (или ядерного фрагмента) разыгрывалась равномерно на интервале, удовлетворяющем соотношению:

$$|p - |PZ|| < 5\sigma, \quad (1)$$

где P — магнитная жесткость канала; σ — импульсное разрешение канала при данном импульсе; Z — заряд частицы (или ядерного фрагмента). Равномерно по телесному углу разыгрывались полярный и азимутальный углы вылета трека.

Далее прослеживалась судьба рожденного трека при его прохождении через спектрометр. Частицы (или ядерные фрагменты) могли распасться или провзаимодействовать в веществе спектрометра и, таким образом, выбыть из ансамбля. Отношение количества треков из первичной вершины события, дошедших до чувствительной области с.к.о.ч., к общему числу треков в первичной вершине пропорционально произведению коэффициента K выбывания из ансамбля на величину аксептанса $d\Omega$ спектрометра. Коэффициент K представим в виде произведения двух сомножителей:

$$K = K_a K_f, \quad (2)$$

где K_a — определяет вклад вещества канала, а K_f — вклад вещества установки ФОДС.

В качестве транспортного кода нами была выбрана составная модель QGSP-FTFP-BERT-EMV [20, 21]. Она построена из ряда компонент, таких как кварк-глюонная струнная модель hA -взаимодействий (QGSP), модель AA -взаимодействий Fritiof (FTFP) с поддержкой формирования начальных струн и последующей их фрагментацией в адроны в модели Лунда в рамках каскадов Бертини (BERT) со снятием возбуждения вторичных

ядер на стадии предкомпаунда. Для повышения скорости расчетов проведена оптимизация алгоритмов моделирования электромагнитных процессов (EMV).

Модель QGSP-FTFP-BERT-EMV, наряду с моделью UrQMD (версия 3.4) [22, 23], основанной на ультрарелятивистской квантовой молекулярной динамике в рамках теории цветных струн, использовалась нами также как генератор первичных взаимодействий в мишени (для ионных пучков в этом случае в модели QGSP-FTFP-BERT-EMV работает только ее часть FTFP-BERT-EMV). Все треки от сгенерированных таким образом событий трассировались через установку, что позволило оценить вклад от фоновых частиц и ядерных фрагментов, рожденных после первичного взаимодействия далее в спектрометре за счет распадов и взаимодействий на веществе.

Расчеты моделирования методом Монте-Карло выполнялись на компьютерном кластере НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ (Протвино) с распараллеливанием исполняемых заданий. Схема организации вычислений представлена в работе [24].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Анализ полученных данных моделирования начнем с определения относительного импульсного разрешения канала, которое практически не зависит от его жесткости и фактически определяется степенью раскрытия коллиматоров. Канал № 22 содержит 5 коллиматоров: вертикальные — K_1 , K_3 , K_5 и горизонтальные — K_2 , K_4 . Магнитная оптика канала настроена так, что изображение мишени проецируется на коллиматор K_3 , который в наибольшей степени влияет на импульсное разрешение.

В эксперименте коллиматоры K_1 , K_2 , K_5 были раскрыты полностью — ± 6 см. В измерениях для отрицательных вторичных частиц коллиматоры K_3 и K_4 также были раскрыты полностью, ± 6 см, но при регистрации положительных частиц и ядерных фрагментов ширина щели этих коллиматоров уменьшалась. Всего использовалось три варианта раскрытия коллиматоров, перечисленных в табл. 1, где для каждого варианта приведено полученное при моделировании относительное импульсное разрешение канала.

Для всех типов рождаемых вторичных частиц и ядерных фрагментов при каждом варианте раскрытия коллиматоров, используемых в измерениях, были определены зависимости коэффициента K_f и произведения $K_a d\Omega$ от жесткости канала № 22. При моделировании жесткость канала изменялась в диапазонах 6–70 ГэВ/с для отрицательных частиц и 12–70 ГэВ/с для положительных частиц и ядерных фрагментов, что соответ-

ствуется диапазону изменения жесткости в реальных измерениях. На рис. 1 и 2 показаны полученные результаты соответственно для положительных и отрицательных частиц (π^- , K -мезоны, протоны, антипротоны).

Аналогичные зависимости были рассчитаны для 19-ти типов вторичных ядерных фрагментов. Они включали легкие ядра (D, T), а также ряд более тяжелых различных нуклидов (He, Li, Be, B, C). На рис. 3 для краткости представлена только часть результатов для ядерных фрагментов, тем не менее, приведенные зависимости демонстрируют основные закономерности их изменения. Отметим, что из представленных на рисунке нуклидов ${}^9\text{Li}$ является бета-радиоактивным с периодом полураспада 178.3 мс [25].

Нами также проведена оценка вклада фоновых частиц и ядерных фрагментов, появляющихся в конце канала за счет распадов и взаимодействий в веществе при прохождении по спектрометру. Для этого разыгрывались первичные СС- и СРb-взаимодействия в мишени по моделям FTFP-BERT-EMV и UrQMD. Затем сравнивались импульсные распределения для частиц и ядерных фрагментов, рожденных в акте первичного взаимодействия в мишени, с аналогичными распределениями этого же типа частиц и ядерных фрагментов, возникших далее в спектрометре после первичного взаимодействия. Фоновые распределения заметно мягче и при имеющемся разрешении спектрометра с учетом селективной способности с.к.о.ч. их вклад составляет не более 5%.

Процедура отбора частиц описана в работе [14]. Здесь только отметим, что кроме с.к.о.ч. в се-

Таблица 1. Относительное импульсное разрешение σ/p канала № 22 (p — импульс частицы), полученное моделированием методом Монте-Карло, в зависимости от раскрытия коллиматоров K_3 и K_4 (остальные коллиматоры, K_1 , K_2 , K_5 , раскрыты полностью, ± 6 см)

Раскрытие коллиматора K_3 , см	Раскрытие коллиматора K_4 , см	Относительное импульсное разрешение σ/p , %
± 0.4	± 0.5	1.10
± 4	± 5	1.82
± 6	± 6	2.50

лекции частиц и ядерных фрагментов принимают участие адронный калориметр, сцинтилляционные и пороговые черенковские счетчики, сигналы с которых подвергаются амплитудному анализу.

В качестве иллюстрации метода приведем измеренное при помощи найденного аксептанса инвариантное дифференциальное сечение рождения на угол ноль ${}^3\text{He}$ в зависимости от его импульса в лабораторной системе в сравнении с предсказаниями по моделям FTFP-BERT-EMV и UrQMD для СС-столкновений при энергии пучка 20.5 ГэВ/нуклон (рис. 4). Виден существенный вклад в распределение в области с импульсом $p > 61.5$ ГэВ/с, который равен утроенному значению импульса нуклона в пучковом ядре углерода. Более подробно данные проблемы будут обсуждаться в специальной работе на основе полного набора наблюдаемых частиц и ядерных фрагментов.

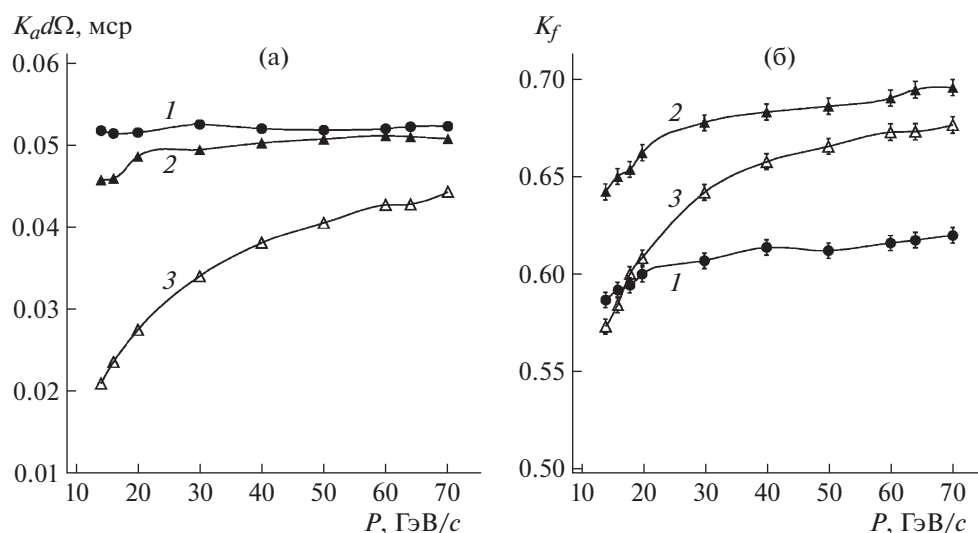


Рис. 1. Зависимости произведения $K_a d\Omega$ (а) и коэффициента K_f (б) от жесткости P канала № 22 для положительных частиц: 1 — протонов, 2 — π -мезонов, 3 — K -мезонов. Режимы коллиматоров: $K_3 = \pm 4$ см, $K_4 = \pm 5$ см, коллиматоры K_1 , K_2 , K_5 полностью раскрыты — ± 6 см.

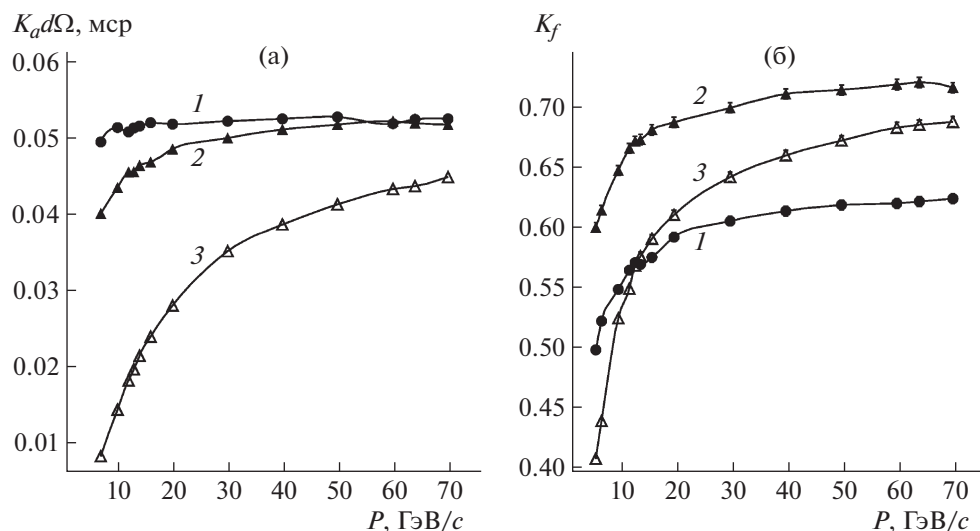


Рис. 2. Зависимости произведения $K_a d\Omega$ (а) и коэффициента K_f (б) от жесткости P канала № 22 для отрицательных частиц: 1 – антипротонов, 2 – π -мезонов, 3 – K -мезонов. Режимы коллиматоров: K_1 – K_5 полностью раскрыты – ± 6 см.

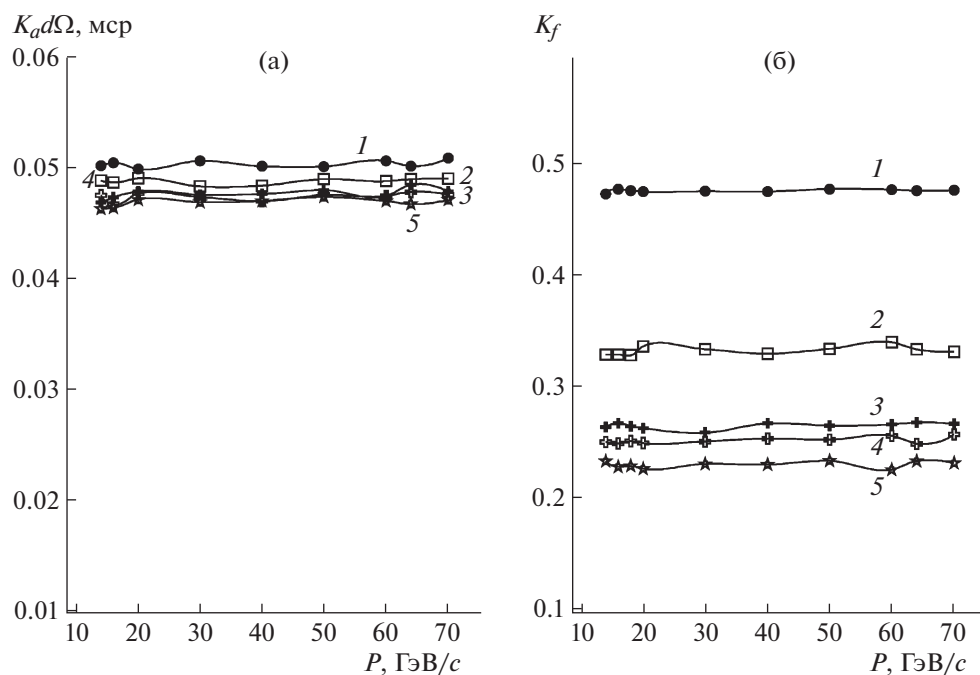


Рис. 3. Зависимости произведения $K_a d\Omega$ (а) и коэффициента K_f (б) от жесткости P канала № 22 для вторичных ядерных фрагментов: 1 – D, 2 – ^6He , 3 – ^8Li , 4 – ^9Li (бета-радиоактивный), 5 – ^{12}C . Режимы коллиматоров: $K_3 = \pm 4$ см, $K_4 = \pm 5$ см, K_1, K_2, K_5 полностью раскрыты – ± 6 см.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аксептансы спектрометра, состоящего из канала частиц № 22 и детекторов модифицированной установки ФОДС, для рожденных вперед адронов (π -, K -мезонов, протонов, антипротонов), ядерных фрагментов (D, T) и ряда различных нуклидов (He, Li, Be, B, C) в ядро-ядер-

ных столкновениях на ускорительном комплексе У-70 с учетом ослабления потока вторичных частиц из-за распадов и взаимодействий на веществе. Знание аксептанса дает возможность пересчитать измеряемые выходы частиц в инвариантные дифференциальные сечения. Это позволяет сравнить предсказания теоретических моделей с

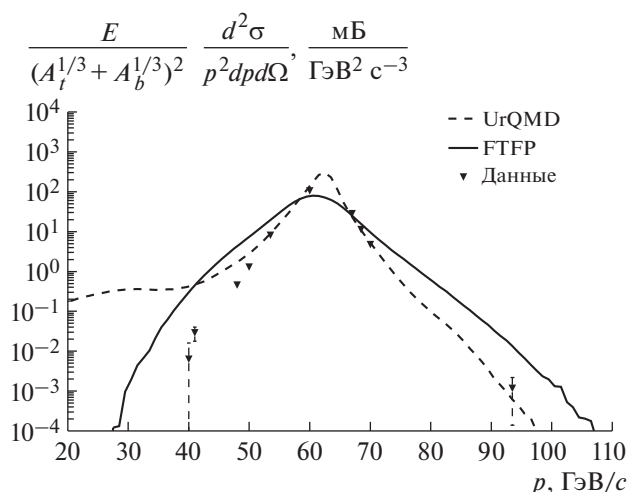


Рис. 4. Инвариантное дифференциальное сечение рождения на угол ноль ^3He в зависимости от его импульса p в лабораторной системе в сравнении с моделями FTFP-BERT-EMV и UrQMD в СС-взаимодействиях при энергии пучка 20.5 ГэВ/нуклон (сечение умножено на фактор $1/(A_t^{1/3} + A_b^{1/3})^2$, где A_t и A_b — соответственно массовые числа ядер, мишени и пучка).

результатами измерений, что дает возможность выбора наиболее адекватных моделей и настройки их параметров в области энергий ускорительного комплекса У-70, которые в настоящее время являются максимальными для экспериментов по рождению вперед с ионными пучками на покоящейся мишени.

5. ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00215.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбский М.Ю., Бордановский А.Ю., Волков В.В., Елумахов Д.К., Ефремов В.П., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Кулагин Н.В., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К. Препринт ИФВЭ 2013-11. Протвино, 2013. <http://web.ihep.su/library/pubs/prer2013/ps/2013-11.pdf>
2. Афонин А.Г., Галяев Н.А., Гресь В.Н., Давиденко Ю.П., Дианов В.И., Дышкант А.С., Запольский В.Н., Котов В.И., Крючков В.П., Лапицкий С.Н., Лебедев В.Н., Максимов А.В., Минченко А.В., Мойбенко А.Н., Селезнев В.С. и др. Препринт ИФВЭ 90-38. Протвино, 1990.
3. Абрамов В.В., Алексеев А.В., Балдин Б.Ю., Битюков С.И., Бушин Ю.Б., Вращнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дунайцев А.Ф., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Зелепукин С.А., Карпеков Ю.Д., Коноплянников А.К., Кренделев В.А., Криницын А.Н. и др. Препринт ИФВЭ 81-46. Серпухов, 1981.
4. Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Волков А.А., Глебов В.Ю., Гончаров П.И., Гуржиев А.Н., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Ефимов А.О., Корнеев Ю.П., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Мутафян М.И., Подставков В.М. и др. // ПТЭ. 1992. № 6. С. 75.
5. Боголюбский М.Ю. // ПТЭ. 2014. № 5. С. 7. <https://doi.org/10.7868/S0032816214050036>
6. Балдин А.М., Герасимов С.Б., Гиордэнеску Н., Зубарев В.И., Иванова Л.К., Кириллов А.Д., Кузнецов В.А., Мороз Н.С., Радоманов В.Б., Рамжис В.Н., Ставинский В.С., Яцута М.И. // ЯФ. 1973. Т. 18. № 1. С. 79.
7. Greiner D.E., Lindstrom P.J., Heckman H.H., Cork B., Bieser F.S. // Physical Review Letters. 1975. V. 35. № 3. P. 152.
8. Anderson L., Bruckner W., Moeller E., Nagamiya S., Nissen-Meyer S., Schroeder L., Shapiro G., Steiner H. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. № 3. P. 1224.
9. Moeller E., Anderson L., Bruckner W., Nagamiya S., Nissen-Meyer S., Schroeder L., Shapiro G., Steiner H. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. № 3. P. 1246.
10. Абрамов В.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А., Бульчев С.А., Духовской А.А., Крутенкова А.П., Куликов В.В., Мартемьянов М.А., Мацюк М.А., Турдакина Е.Н., Ханов А.И. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. № 8. С. 509. <https://doi.org/10.7868/S0370274X13080018>
11. Абрамов В.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А., Бульчев С.А., Духовской А.А., Крутенкова А.П., Куликов В.В., Мартемьянов М.А., Мацюк М.А., Машиник С.Г., Турдакина Е.Н., Ханов А.И. // ЯФ. 2015. Т. 78. № 5. С. 403. <https://doi.org/10.7868/S0044002715020038>
12. Абрамов В.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А., Бульчев С.А., Гудима К.К., Духовской А.А., Крутенкова А.П., Куликов В.В., Мартемьянов М.А., Мацюк М.А., Машиник С.Г., Турдакина Е.Н., Ханов А.И. // ЯФ. 2016. Т. 79. № 5. С. 475. <https://doi.org/10.7868/S0044002716050032>
13. Абрамов В.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А., Бульчев С.А., Гудима К.К., Духовской А.А., Крутенкова А.П., Куликов В.В., Мартемьянов М.А., Мацюк М.А., Турдакина Е.Н., Ханов А.И. // ЯА. 2018. Т. 81. № 3. С. 314. <https://doi.org/10.7868/S0044002718030054>
14. Боголюбский М.Ю., Бордановский А.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Иванюков А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Кулагин Н.В., Паталаха Д.И., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 3. С. 239. <https://doi.org/10.7868/S004400271702009X>
15. Bogolyubsky M.Yu., Bordanovsky A.Yu., Volkov A.A., Elumahov D.K., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Kulagin N.V., Patalakha D.I., Romanishin K.A., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K. // The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA). (2–5 October 2017. Moscow, Russia) Published 9 April 2018. P. 97. <https://doi.org/10.18502/ken.v3i1.1729>. <https://kne-publishing.com/index.php/KnE-Energy/issue/view/84> <https://doi.org/10.18502/ken.v3i1.1729>
16. <http://root.cern.ch>
17. <http://geant4.cern.ch/support/ReleaseNotes4.10.2.html>

18. *Abramov V.V., Alekseev A.V., Baldin B.Yu., Vasil'chenko V.G., Volkov A.A., Vrazhnov Yu.N., Efimov A.O., Korneev Yu.P., Kryshkin V.I., Rakhmatov V.E., Ronzhin A.I., Rykalin V.I., Sylyayev R.M.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 1985. V. 235. P. 497.
19. *Волков А.А., Калинин А.Ю., Кораблёв А.В., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 37. <http://naukarus.com/adronnye-kalorimetry-ustanovki-fods>
20. http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/models/hadronic/FTFP.html
21. *Uzhinsky V.* // Joint international conference on super-computing in nuclear application and Monte-Carlo 2010 (SNA-MC2010 Hitotsubashi Hall) Tokio, Japan, October 17-21, 2010.
22. <https://geant4.web.cern.ch/sites/geant4.web.cern.ch/files/geant4/results/papers/Fritiof-MC2010.pdf>
23. *Bass S.A., Belkacem M., Bleicher M., Brandstetter M., Bravina L., Ernst C., Gerland L., Hofmann M., Hofmann S., Konopka J., Mao G., Neise L., Soff S., Spieles C., Weber, H. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1988. V. 41. P. 225; ArXiv: nucl-th/9803035v2, revised 19 March 1998.
24. *Боголюбский М.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Иванюлов А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Кулагин Н.В., Паталаха Д.И., Романишин К.А., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К.* // ПТЭ. 2019. № 5. С. 26.
25. https://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_лития